

# RELAXAÇÃO DE SPIN DE PORTADORES DE CARGA EM POÇOS QUÂNTICOS DE GaAs/AlGaAs

By

Jorge Luis Urdanivia Espinoza

Orientador: Dr. Fernando Iikawa

Tese apresentada no Instituto de Física "Gleb Wataghin"  
da Universidade Estadual de Campinas -UNICAMP-,  
para obtenção do título de Doutor em Ciências.

Novembro 1999

© Copyright by Jorge Urdanivia, 1999

Caminante, son tus huellas  
el camino, y nada más;  
caminante, no hay camino,  
se hace camino al andar.  
Al andar se hace camino,  
y al volver la vista atrás  
se ve la senda que nunca  
se ha de volver a pisar.  
Caminante, no hay camino,  
sino estelas en la mar.

*Antonio Machado*

*A minha esposa Rosa e minha mãe Micaela.*

# Conteúdo

Conteúdo	v
Resumo	vi
Abstract	viii
Agradecimentos	x
<b>1 Introdução</b>	<b>1</b>
<b>2 Teoria</b>	<b>7</b>
2.1 Estrutura de bandas e transições ópticas . . . . .	7
2.2 Mecanismos de relaxação de spin . . . . .	13
2.2.1 Relaxação de spin do elétron . . . . .	14
2.2.2 Relaxação de spin do buraco . . . . .	15
2.2.3 Relaxação de spin do exciton . . . . .	16
2.3 Desdobramento de spin " <i>spin-splitting</i> " . . . . .	17
2.4 Modelo de " <i>spin-splitting</i> " em poços quânticos tipo-n . . . . .	19
<b>3 Descrição dos métodos experimentais</b>	<b>23</b>
3.1 Fotoluminescência no regime contínuo . . . . .	23
3.2 Fotoluminescência de excitação . . . . .	24
3.3 Fotoluminescência resolvida no tempo . . . . .	26
<b>4 Polarização de spin em poços quânticos</b>	<b>33</b>
4.1 Introdução . . . . .	33
4.2 PL e PLE no regime contínuo . . . . .	34
4.2.1 Dependência com a potência de excitação . . . . .	42
4.2.2 Dependência com a temperatura . . . . .	44

4.3	PL resolvido no tempo . . . . .	46
4.4	Resultados e discussões . . . . .	53
<b>5</b>	<b><i>Spin-splitting</i> em poços quânticos tipo-n</b>	<b>56</b>
5.1	Espectro de energia da PL resolvida no tempo . . . . .	56
5.2	<i>Spin-splitting</i> em função da concentração intrínseca de elétrons $n_{2D}$ . . .	62
5.3	Resumo dos resultados e discussões . . . . .	68
<b>6</b>	<b>Conclusões</b>	<b>70</b>
	<b>Bibliografia</b>	<b>74</b>

# Resumo

Neste trabalho, fizemos o estudo sistemático sobre a dinâmica de spin em poços quânticos de GaAs/AlGaAs tipo-n com diferentes concentrações de gás de elétrons utilizando as técnicas de fotoluminescência e a fotoluminescência de excitação com luz circularmente polarizada, nos modos contínuo e resolvido no tempo. Dois pontos importantes foram estudados: i) relaxação de spin de excitons e de buracos e ii) o efeito de desdobramento de energia.

Os resultados experimentais mostram que o grau de polarização e o tempo de relaxação de spin aumenta em função do aumento da densidade de gás de elétrons intrínsecos na amostra. Esses resultados sugerem que em amostras com baixa concentração de elétrons a emissão ainda é dominada por excitons e que esse efeito é gradualmente blindado pelo gás de elétrons, diminuindo a taxa de relaxação de spin. Ao mesmo tempo, a polarização de spin do buraco começa a competir para amostras com maiores densidades de elétrons, onde a taxa de relaxação é menor.

No regime de alta intensidade de excitação e em condição de ressonância é observado uma separação em energia entre os picos de emissão das duas configurações de polarização circular da luz. Esta separação se observa na amostra não dopada e em amostras de baixa densidade intrínseca de elétron. A separação em energia aumenta com o aumento da intensidade de excitação, porém diminui quando a diferença na intensidade integrada entre as duas configurações de polarização da luz é reduzida. Este desdobramento de spin é explicado pelo modelo simples baseado na variação da energia de ligação do exciton devido ao efeito de preenchimento de espaço de fase. Este efeito é diferente para cada componente do exciton opticamente ativo devido à

diferença na população dos dois excitons. Com isso, suas energias de ligação serão diferentes resultando em posições diferentes do pico de fotoluminescência entre os excitons com spin  $|+1\rangle$  e  $| -1\rangle$ . O modelo prevê também a redução da separação de energia com o aumento da densidade de elétrons intrínsecos o qual está de acordo com os resultados experimentais.

# Abstract

In this work, we studied the spin dynamics in n-type GaAs/AlGaAs quantum wells with different electron gas concentration using photoluminescence and photoluminescence excitation techniques with circularly polarized light in continuous wave and time resolved regimes. Two important topics were investigated: i) exciton and hole spin relaxation and ii) the spin-splitting effect.

In the first part, we observed that the polarization degree and spin relaxation time increase when the intrinsic electron concentration in the sample increases. The experimental results suggest that the optical emissions are dominated by excitons in slightly doped samples and this effect is quenched when the electron gas density increases decreasing the spin relaxation rate. On the other hand, in highly doped samples the polarization of the spin is dominated by the photocreated holes which show a weaker relaxation rate.

In the second part, in resonant condition and under high excitation intensity, we observed a energy splitting between emission lines of two component of circularly polarized light. This splitting is observed in undoped sample and those slightly doped ones. The splitting increases when the excitation intensity increases, but it decreases when the difference of integrated intensity of two configuration of the polarization of light is reduced. This energy splitting is explained by a simple model based in the variation of exciton binding energy due to the phase space filling effect, which is different for each exciton due to the unbalance populations between them. The binding energy is different for each exciton resulting in a different peak position for corresponding emission lines. The model predicts the reduction of the spin-splitting with



the increase of intrinsic electron density, which is in agreement with the experimental results.

# Agradecimentos

Agradeço ao professor Fernando Iikawa pelo interesse e dedicação no desenvolvimento deste trabalho e pela amizade proporcionada neste período. Ao professor J. A. Brum pelo apoio, colaboração e suporte teórico. Ao professor Marcelo Maialle pelo cálculo teórico e pelas discussões que foram importantes para desenvolver o trabalho de tese. Aos professores do NRC (National Research Council, Ottawa, Canada) P. Hawrylak pelas discussões e Z. Wasilewski pelo crescimento das amostras. À professora Maria J.S.P. Brasil pela ajuda e colaboração no uso dos laboratórios. Aos professores do GPO, Fernando Cerdeira, Eliermes A. Menezes, Peter Schulz. Aos amigos e colegas do grupo, Evaldo, Gustavo, Ivan, Luis, Carol, Dari, Edson, Edson Santos, Ana Luiza e Heloisa pela ajuda, força e amizade. À Lene pelos trabalhos de secretaria. Ao técnico do GPO, Milton. Ao técnico da oficina mecânica, André. Aos técnicos da criogenia, Ailton, Milton, Thiago e Renato. À Rosa (♡) pelo apoio e paciência neste período. Ao CNPq e FAEP pelo auxílio financeiro no decorrer do trabalho. E a todos que de alguma maneira colaboraram.

# Capítulo 1

## Introdução

O estudo de relaxação de spin do exciton e dos portadores de carga (elétrons e buracos) em semicondutores é de interesse tanto do ponto de vista da física fundamental quanto de possíveis aplicações em dispositivos eletrônicos que dependem do spin, tais como: spin-transistor<sup>[1]</sup>, dispositivos com memória de spin<sup>[2, 3, 4]</sup>, ou ainda computadores quânticos<sup>[5]</sup>. O principal requerimento para aplicação em dispositivos é que a perda de polarização de spin durante o transporte seja desprezível. Nesse sentido é importante compreender os mecanismos de relaxação de spin de portadores de carga em poços quânticos.

Relaxação de spin de excitons e de portadores livres em semicondutores massivos (*bulk*) foram estudados no passado<sup>[6–12]</sup> e diferentes mecanismos de relaxação foram identificados. Em poços quânticos semicondutores a importância desses mecanismos é modificada basicamente pelo confinamento quântico, como veremos no próximo capítulo.

O estudo de relaxação de spin de portadores de carga pode ser realizado utilizando medidas ópticas que permitem uma compreensão dos mecanismos responsáveis pelo

processo de troca de spin e dinâmica dos portadores de carga em geral. Uma das técnicas mais utilizadas para os estudos de propriedades ópticas de semicondutores, é a técnica de espectroscopia de fotoluminescência, no regime contínuo ou resolvido no tempo. Tem sido observados diferentes mecanismos de relaxação de spin em poços quânticos através da técnica de fotoluminescência (PL) em modo contínuo (CW) [13–22] e resolvido no tempo [21–42]. Nessa técnica, a luz incidente sobre a amostra cria pares de elétron e buraco, nas suas respectivas bandas de energia, e estes portadores relaxam energia, momento linear e angular por diferentes mecanismos, respectivamente ao fundo da banda de condução e ao topo da banda de valência, e finalmente, os pares se recombinam emitindo fótons. No processo de relaxação, os portadores de carga podem manter ou trocar seu spin dependendo do tipo de espalhamento. Sabemos que tanto na absorção como na emissão de fótons pelos pares de elétron-buraco o momento angular deve ser conservado. Isto exige que a soma das componentes do momento angular do elétron e do buraco seja igual a componente do momento angular do fóton. As componentes do momento angular do fóton para a luz polarizada circularmente são  $\pm 1$  com unidades de  $\hbar$ . Isto é bastante favorável experimentalmente em medidas ópticas, pois através de medidas de polarização de luz pode-se obter informações sobre o estado de spin de portadores de carga que envolvidos nas transições ópticas. A luz incidente polarizada, com uma dada configuração, fotoexcita portadores de carga com determinada polarização de spin e a detecção pode ser com ambas as configurações para saber quanto destes portadores de carga permaneceram ou trocaram de spin no processo de relaxação de momento linear. Isto nos dá informação do grau de polarização de spin da transição correspondente àquela energia do fóton de incidência e de emissão. Esta experiência pode ser realizada com um laser no

modo contínuo ou pulsado. No caso contínuo, temos a situação de estado estacionário de fotoexcitação e de emissão onde os portadores de carga responsáveis pela emissão estão praticamente termalizados com a rede cristalina. No caso pulsado, podemos acompanhar a relaxação dos portadores de carga e determinar o tempo de relaxação de spin.

Modelos teóricos tem sido desenvolvidos para interpretar os diferentes mecanismos de relaxação observados experimentalmente. Estes modelos explicam bem qualitativamente os dados experimentais. No entanto, os resultados experimentais são díspares. A razão para isto é a existência de vários mecanismos de relaxação de spin que competem entre si. Cada tipo de amostra pode priorizar um ou outro mecanismo e isto reflete nos resultados experimentais dando origem a grande variedade de resultados experimentais. A relaxação de spin na presença de portadores livres, no entanto, tem sido pouco estudada<sup>[43, 32, 21, 44, 27]</sup>. Os resultados encontrados na literatura são contraditórios e há pouca compreensão sobre os mecanismos envolvidos<sup>[45]</sup>. Este tema tem sido investigado no grupo de propriedades ópticas (GPO) desde 1995<sup>[46, 47]</sup>, e foi parte de tema de tese de doutorado de Adriana Triques<sup>[48]</sup>, onde foi estudado a relaxação de spin numa amostra de poço quântico assimétrico de GaAs/InGaAs/AlGaAs com dopagem modulada tipo-n com o nível de Fermi na proximidade da segunda subbanda. Esta situação permitiu diferenciar em uma mesma amostra os casos de alta (primeira subbanda) e baixa (segunda subbanda) concentração de elétrons livres<sup>[47]</sup>.

Para o estudo desta tese dispomos de amostras de poços quânticos múltiplos de GaAs/AlGaAs com e sem dopagem modulada tipo-n. A dopagem modulada foi feita com Si na barreira de AlGaAs. Em consequência desta dopagem, um sistema de gás

de elétrons bidimensional é criado na camada de GaAs. A concentração de elétrons nas amostras varia de zero a  $2 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ . Com esta série de amostras temos a seguinte situação:

- Poços estreitos: isto leva a uma forte separação entre as bandas do buraco leve e pesado, diminuindo assim a relaxação de spin do buraco por acoplamento das bandas de valência;
- Concentração de elétrons variando sistematicamente.

A proposta inicial era utilizar estas duas características para estudar os mecanismos relacionados com a interação de troca entre elétron-elétron e elétron-buraco<sup>[49, 50]</sup>, assim como a dependência dos processos de relaxação em função da concentração.

No decorrer da evolução do trabalho experimental e do cálculo teórico, realizado por Maialle<sup>[45]</sup>, observamos que não era possível distinguir o mecanismo de relaxação de spin por interação de troca elétron-buraco dos outros, devido a baixa concentração de elétrons intrínsecos. Nossas amostras apresentam características ópticas variadas, com as amostras menos dopadas apresentarão contribuição excitônica e as amostras mais dopadas tendo uma característica de par elétron-buraco<sup>[51]</sup>. Portanto, o trabalho foi direcionado para o estudo de relaxação de spin envolvendo excitons ou buracos ou ambos de acordo com a dopagem tipo-n nas amostras.

Outro tópico abordado na tese é o desdobramento de energia dos diferentes spins (*spin-splitting*) observados nos espectros de fotoluminescência resolvida no tempo. Excitação ressonante com luz circularmente polarizada de estruturas semicondutoras intrínsecas permite a criação de um gás de excitons fotoexcitados, com uma diferença apreciável entre as duas populações das duas componentes de spin. O espectro de

fotoluminescência polarizado e depolarizado, quando fotoexcitado com uma determinada intensidade ou acima, apresenta um desdobramento que depende do tempo de retardo e da potência de excitação. Este efeito foi observado pela primeira vez por T. C. Damen et al.<sup>[36]</sup>, em poços quânticos intrínsecos, cujos resultados são explicados pela interação de troca exciton-exciton. Posteriormente, outros trabalhos foram publicados a este respeito, encontrando-se diferentes comportamentos do *spin-splitting* tais como; um *blue shift* do pico excitônico da componente copolarizada (isto é; luminescência com a mesma helicidade que o pulso de excitação) em poços quânticos com uma densa concentração de excitons polarizados<sup>[37, 52, 53]</sup>, e *spin-splitting* em poços quânticos tipo-p observado por Viña et al.<sup>[54, 55, 56]</sup>. Até onde temos conhecimento, esses efeitos não foram estudados no caso de poços quânticos tipo-n. Nossos resultados evidenciam esses efeitos<sup>[57]</sup>.

Como já mencionamos, as amostras utilizadas na tese apresentam características especiais em que num extremo teremos a presença de excitons (não dopada) e no outro, o par elétron-buraco (mais dopada). Com isso, foi possível estudar a transição entre estes dois estados excitados do sistema e sua influência no processo de relaxação de spin como também no *spin-splitting*.

Esta tese está dividida em 6 capítulos :

- No capítulo 2, é apresentado o suporte teórico para a interpretação dos dados experimentais, como estrutura de banda, e conceitos básicos dos diferentes mecanismos conhecidos de relaxação de spin do exciton e dos portadores de carga em semicondutores. Também se discute possíveis origem de *spin-splitting* em nossas amostras.
- No Capítulo 3, damos a descrição geral do sistema experimental e da amostra.

- No Capítulo 4, apresentamos os resultados experimentais e análise de polarização de spin de portadores de carga no regime contínuo e resolvida no tempo. Apresentamos também a sua dependência com a densidade do gás de elétrons, e outros parâmetros como temperatura e intensidade de excitação.
- No Capítulo 5, apresentamos os dados experimentais e discussão dos resultados de *spin-splitting*.
- No Capítulo 6, são apresentadas as conclusões finais do trabalho.



# Capítulo 2

## Teoria

### 2.1 Estrutura de bandas e transições ópticas

Em semicondutores *bulk*, particularmente os do grupo III-V, o fundo da banda de condução (CB) e o topo da banda de valência (VB) encontram-se no centro da zona de Brillouin ( $\vec{k} = 0$ ), conhecido como ponto  $\Gamma$ . Na ausência do acoplamento spin-órbita a banda de valência é degenerada nesse ponto ( $\Gamma$ ). Porém, nestes materiais a interação spin-órbita é forte e quebra parcialmente a degenerescência, separando a VB em duas bandas com momento angular total:  $J=\frac{3}{2}$  e  $\frac{1}{2}$ . A banda  $J=\frac{3}{2}$  no ponto  $\Gamma$  simetria  $\Gamma_8$ , onde as bandas de buraco pesado (HH) e leve (LH) são degenerados e  $J=\frac{1}{2}$  é conhecida como  $\Gamma_7$ . As principais propriedades ópticas do semicondutor vem das bandas com simetria  $\Gamma_6$  (banda de condução),  $\Gamma_7$  e  $\Gamma_8$  (bandas de valência)<sup>[58]</sup>. A figura 2.1(a) mostra esquematicamente as bandas de condução e de valência do GaAs *bulk* em torno ao centro da zona de Brillouin na aproximação parabólica. A separação em energia entre as bandas de valência  $\Gamma_8$  e  $\Gamma_7$  (conhecida também como "split-off") é da ordem de 340 meV para o GaAs.

Em poços quânticos o potencial de confinamento na direção de crescimento  $\hat{z}$  leva à quebra da degenerescência das bandas de valência no ponto  $\Gamma_8$ . Se diagonalizarmos  $\vec{J}$  na direção  $\hat{z}$ , então, para o vetor de onda na direção perpendicular a  $\hat{z}$   $\vec{k}_\perp = 0$  as bandas são desacopladas e os estados são autovetores do operador  $J_z$ . Estes autoestados são duplamente degenerados (degenerescência de Kramers) e são caracterizados pelos números quânticos  $m_j = \pm\frac{3}{2}$ , para os buracos pesados e  $m_j = \pm\frac{1}{2}$ , para os buracos leves. Esta separação pode ser vista na figura 2.1(b), que mostra as relações de dispersão no plano do poço ( $\vec{k}_\perp$ ) da banda de condução e da banda de valência para um poço quântico de GaAs de 50 Å de largura<sup>[58, 59]</sup>.

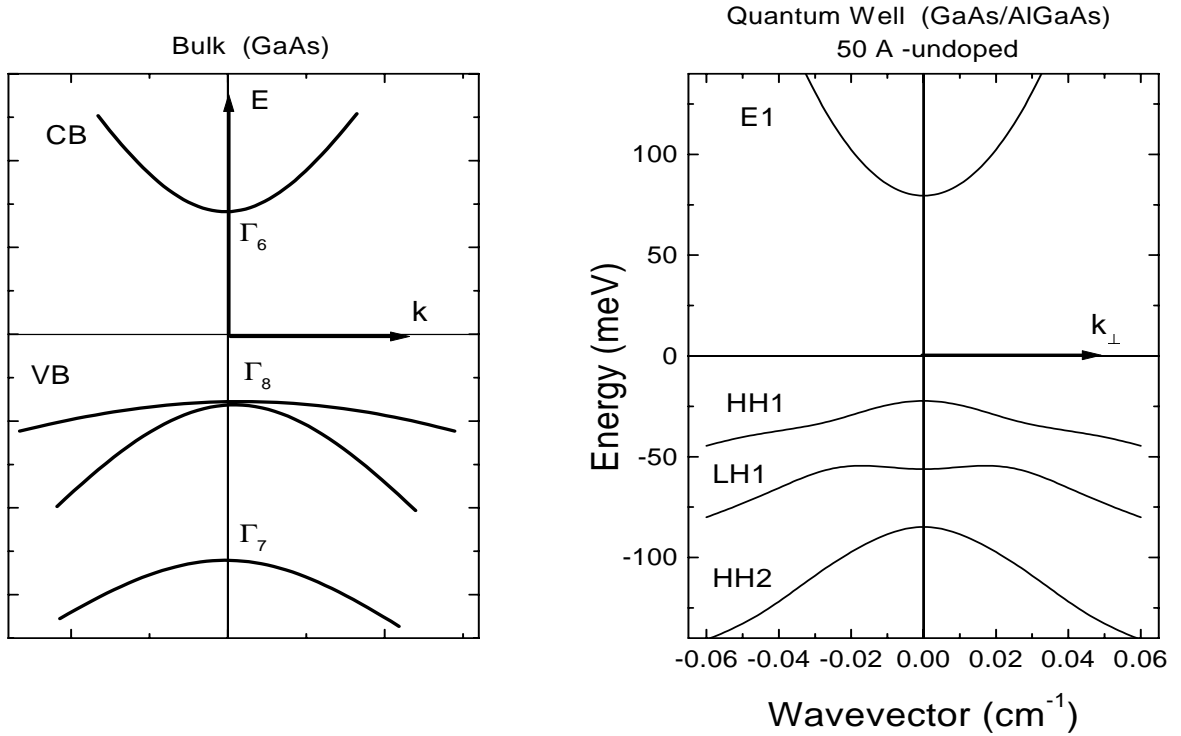


Figura 2.1: Esquema ilustrativo da estrutura de bandas de condução e de valência de compostos III-V. (a) Para *bulk* e (b) para poços quânticos.

Para  $\vec{k}_\perp \neq 0$ , existe um acoplamento entre os estados com diferentes momentos angulares e  $m_j$  deixa de ser um bom número quântico. Para cada vetor de onda no plano existe um acoplamento diferente entre os estados de  $m_j$ . Para poços quânticos simétricos, no entanto, é possível indexar os estados do buraco de acordo a sua paridade  $\pi = \pm 1$  com respeito a simetria de reflexão do eixo de crescimento do poço quântico ( $\hat{z}$ ). A mudança da paridade do buraco  $\pi$  é associado com a mudança do spin do buraco [60, 61].

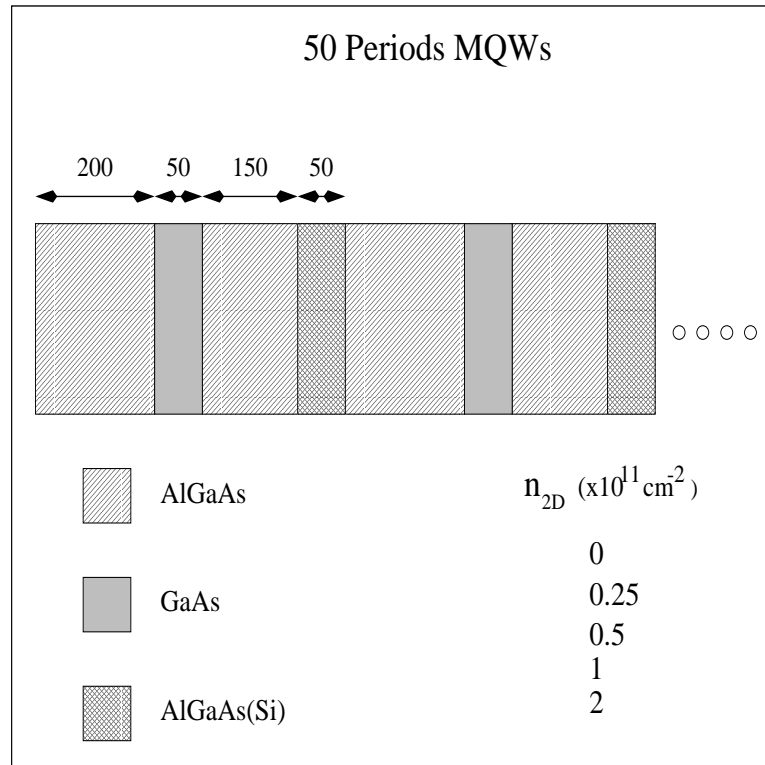


Figura 2.2: Estrutura das amostras utilizadas neste trabalho.

A seguir damos a descrição da estrutura das amostras utilizadas neste trabalho. Trata-se de multi-poços quânticos semicondutores de  $\text{GaAs}/\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ , com periodicidade 50, com e sem dopagem modulada tipo-n. A largura dos poços de GaAs

é de 50 Å e a largura das barreiras (AlGaAs) é de 400 Å.

A figura 2.2 mostra esquematicamente a estrutura das amostras. Elas foram crescidas por um sistema de crescimento de cristais conhecido como *Molecular Beam Epitaxy* (MBE) no laboratório do *National Council Research NCR*, de Ottawa no Canadá, pelo Dr. Z. R. Wasilewski. No caso das amostras tipo-n a dopagem modulada foi feita com Si (50 Å) na barreira de AlGaAs. Em consequência desta dopagem, um sistema de gás de elétrons bidimensional é criado na camada de GaAs. Foram crescidas 5 tipos de amostras: uma não dopada e outras 4 dopadas com a concentração de elétrons iguais a  $0.25 \times 10^{11}$ ,  $0.5 \times 10^{11}$ ,  $1 \times 10^{11}$  e  $2 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ .

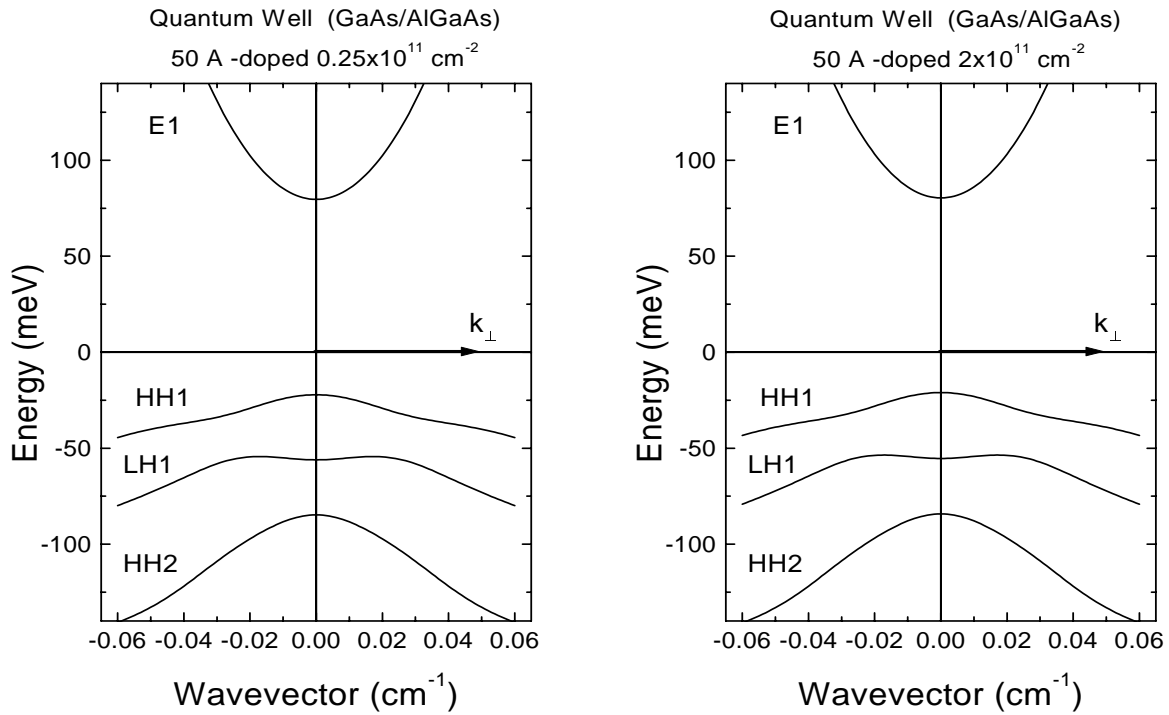


Figura 2.3: Estrutura de bandas de condução e de valência de poços quânticos moduladamente dopados tipo-n, para as amostras com (a)  $n_{2D} = 0.25 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$  e (b)  $n_{2D} = 2 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$

A amostra não dopada apresenta uma largura de linha de luminescência do poço quântico de  $\sim 3.5$  meV e *Stoke-shift* também de  $\sim 3,5$  meV. Isto mostra que a qualidade é muito boa, pois trata-se de multi-poços de 50 períodos.

A figura 2.3 mostra a dispersão no plano do poço ( $\vec{k}_\perp$ ) da banda de condução e da banda de valência da amostra menos dopada  $n_{2D}=0.25 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$  e da mais dopada  $n_{2D}=2 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ , obtidas através de um cálculo autoconsistente. Observa-se a pouca mudança na estrutura se comparada com a não dopada (fig 2.1b).

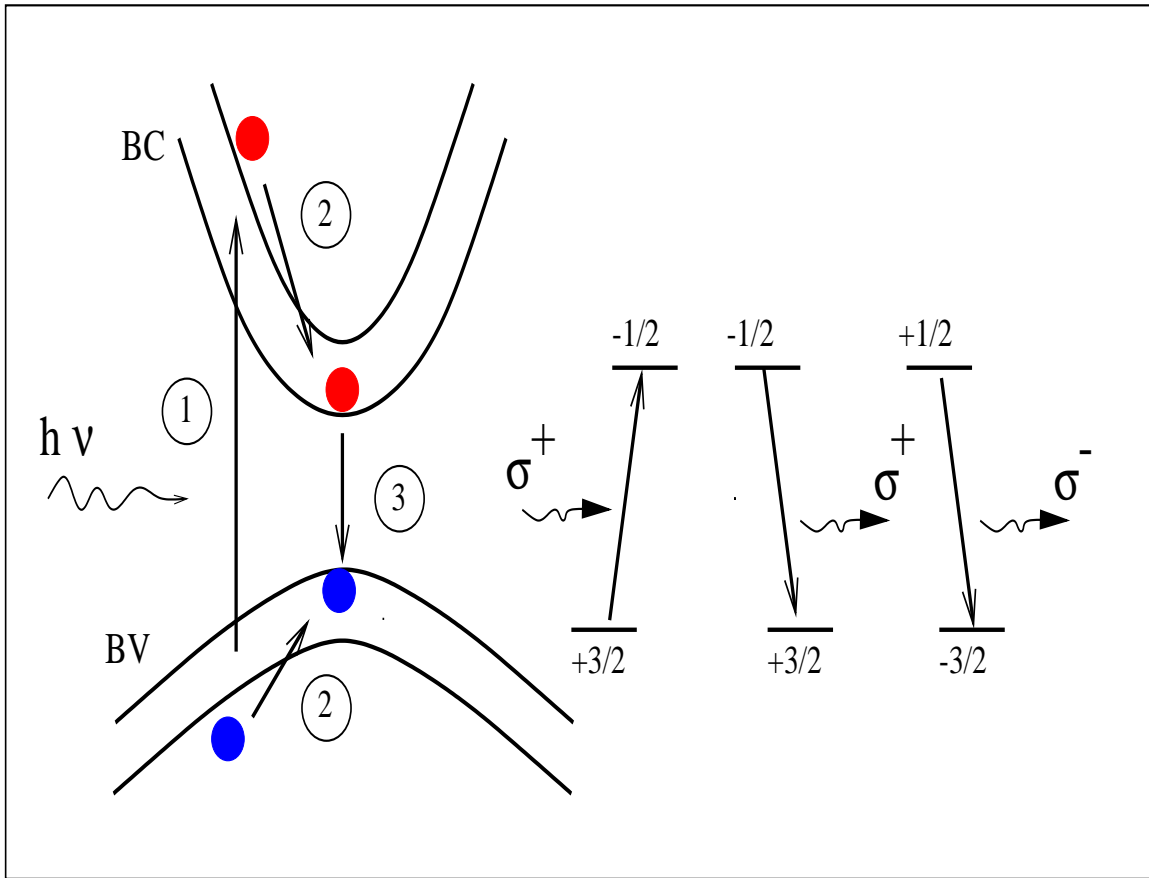


Figura 2.4: Esquema ilustrativo de subbandas do elétron e do buraco mostrando as transições ópticas com suas respectivas regras de seleção de transição óptica envolvendo buracos pesados.

Para estudar as propriedades de spin em poços quânticos semicondutores nós vamos utilizar a técnica de espectroscopia de fotoluminescência no regime contínuo e resolvida no tempo. Nestas técnicas, a luz incidente sobre a amostra cria pares de elétron e buraco nas suas respectivas bandas de energia (processo 1 da figura 2.4), e estes portadores relaxam, por diferentes mecanismos, ao fundo da banda de condução no caso de elétrons, e no topo da banda de valência para os buracos (processo 2 da fig.2.4) e finalmente os pares se recombinam emitindo fótons (processo 3 da fig.2.4).

No processo de relaxação, os portadores de carga podem manter ou trocar seu spin dependendo do tipo de espalhamento. Sabemos que tanto na absorção como na emissão de fótons pelos pares de elétron-buraco o momento angular deve ser conservado como já foi descrito na introdução, isto é:

$$m_s + m_b = m_f \quad (2.1)$$

Onde  $m_s$  é a componente do momento angular do elétron que pode tomar valores de  $\pm\frac{1}{2}$ ,  $m_b$  é a do buraco ( $\pm\frac{3}{2}$  para buracos pesados e  $\pm\frac{1}{2}$  para buracos leves) e  $m_f$  é a do fóton que pode tomar valores de  $\pm 1$ .

Quando a luz é circularmente polarizada à direita ( $\sigma^+$ ) temos  $m_f = +1$  e quando é circularmente polarizado a esquerda ( $\sigma^-$ ) temos  $m_f = -1$ . Numa transição óptica, os spins dos portadores de carga podem ser selecionados utilizando a polarização circular da luz,  $\sigma^+$  e  $\sigma^-$ . A polarização  $\sigma^+$  seleciona as transições envolvendo elétron com  $m_s = -\frac{1}{2}$  e buraco pesado  $m_b = +\frac{3}{2}$  (como está ilustrado na Fig. 2.4) ou elétron com  $m_s = +\frac{1}{2}$  e buraco leve  $m_b = +\frac{1}{2}$ .

Na tabela 2.1 estão listadas as componentes do momento angular dos elétrons e buracos envolvidos nas transições ópticas com luz polarizada circularmente.

Tabela 2.1: Regra de seleção em uma transição óptica com luz polarizada circularmente.

$\sigma^+$ ( $m_f = +1$ )		$\sigma^-$ ( $m_f = -1$ )	
$m_s$	$m_b$	$m_s$	$m_b$
$-\frac{1}{2}$	$+\frac{3}{2}$	$+\frac{1}{2}$	$-\frac{3}{2}$
$+\frac{1}{2}$	$+\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$

## 2.2 Mecanismos de relaxação de spin

Relaxação de spin de excitons e de portadores livres em semicondutores massivos foi investigado no passado e diferentes mecanismos<sup>[62, 63, 64, 65]</sup> foram identificados. Em poços quânticos a importância relativa desses mecanismos é modificada basicamente por três razões<sup>[66]</sup>:

1. A estrutura de subbandas produzida pelo confinamento quântico de elétrons e buracos.
2. Quebra da degenerescência entre buraco pesado e buraco leve.
3. A proximidade do par elétron-buraco, que produz uma forte energia de ligação excitônica e é esperado também uma forte relaxação de spin excitônica via interação de troca.
4. A alta mobilidade de portadores, que é importante para mecanismos sensíveis à

relaxação de momento tais como o mecanismo D'yakonov-Perel<sup>[64, 67]</sup>, o qual será descrito no proximo item.

Um exemplo do efeito de confinamento na relaxação de spin é a diminuição da taxa de relaxação de spin do buraco de valência em poços quânticos quando comparada ao do *bulk*. Este argumento é utilizado na explicação do grau de polarização (CW) observado em poços quânticos<sup>[61]</sup>. A seguir descreveremos alguns mecanismos importantes de relaxação de spin de elétrons, buracos e de excitons separadamente.

### 2.2.1 Relaxação de spin do elétron

O elétron pode relaxar seu spin através de vários processos. Citaremos aqui os 3 processos mais importantes. Experimentalmente selecionamos a relaxação de spin do elétron em amostras dopadas tipo-p<sup>[6]</sup>, isto é, na presença do gás de buracos. Assim, a polarização detectada é devido somente dos elétrons fotocriados. Em alguns casos, são utilizadas amostras não dopadas<sup>[68]</sup> considerando que a relaxação de spin do buraco é muito mais rápida do que a do elétron. Porém, esta consideração é válida em "bulk" ou poços quânticos de largura grande.

Um dos mecanismos que relaxa o spin do elétron é o mecanismo de Elliott-Yafet(EY)<sup>[62, 69]</sup>, que é devido à mistura dos estados de condução e dos estados de valência através do termo  $\vec{k} \cdot \vec{p}$  (interação spin-orbita)<sup>[70]</sup>. Impurezas e fônons espalham os elétrons para diferentes valores de  $\vec{k}$ , que quando acoplados conecta os diferentes estados de spin do elétron, permitindo assim a sua relaxação de spin. Como o termo  $\vec{k} \cdot \vec{p}$  é dividido pelo "gap" de energia, o mecanismo EY é considerado fraco em semicondutores *bulk* com "gap" grande de energia, como por exemplo GaAs.

Outros dois processos, os quais dominam em poços quânticos de GaAs, são: Um é



devido ao desdobramento de spin da banda de condução em compostos com falta de simetria de inversão, proposto por D'yakonov e Perel (DP)<sup>[63, 64, 67]</sup>, e outro devido à interação de troca entre buracos e elétrons proposto por Bir, Aronov and Pikus (BAP)<sup>[65]</sup>.

No mecanismo BAP a relaxação de spin dos elétrons (buracos) em sistemas dopados tipo-p (tipo-n), ocorre devido ao espalhamento com a população de buracos (elétrons) através da interação de troca de longo alcance. Essa interação tem uma dependência com o momento do centro de massa do par elétron-buraco,  $\vec{K}$ . No caso do *bulk*, a interação assume um valor finito para  $\vec{K}$  tendendo a zero. Por isso, o BAP é o mecanismo dominante no *bulk*. No caso de poços quânticos, a interação de troca tem uma dependência linear com  $\vec{K}_\perp$  direção perpendicular a de crescimento. Em um trabalho publicado recentemente<sup>[49]</sup>, Maialle mostrou que na relaxação de spin do elétron em poços quânticos, os mecanismos BAP e DP competem entre si, sendo que o DP é mais eficiente para elétrons próximos ao fundo da subbanda, e o BAP, para elétrons com energia mais alta.

Os tempos de relaxação de spin do elétron em poços quânticos obtidos experimentalmente são dispersos, os valores vão de 150 ps publicado por Damen et al<sup>[36]</sup> para uma largura de poço de 60 Å até 550 ps obtido por Viña<sup>[54]</sup> para um poço de 30 Å. Recentemente  $\tau_s$  longos  $\sim 100$  ns em *bulk* n-GaAs tem sido medidos por Kikkawa e Awschalom<sup>[71]</sup>.

### 2.2.2 Relaxação de spin do buraco

A relaxação de spin do buraco em "bulk" é muito rápida e é considerada paticamente "instantânea". Isso é devido a degenerescencia no topo a banda de valência. Em

poços quânticos devido a quebra dessa degenerescência a relaxação é mais lenta.

Por causa da complexidade da banda de valência em poços quânticos, a relaxação de spin do buraco é muito diferente da do elétron. A forte mistura na banda de valência proveniente da interação spin-órbita tem um papel fundamental na relaxação de spin do buraco. Portanto, é através da relaxação de momento linear dos buracos que se dá a relaxação de spin dos buracos. Diversos mecanismos de relaxação de spin de buracos foram estudados por Uenoyama e Sham<sup>[61, 72]</sup> em poços quânticos simétricos, dopados e não dopados. Como o momento angular não é um bom número quântico em poços quânticos eles tratam então da paridade, que é um bom número quântico, e analisam casos onde a paridade se conserva e caso que não conserve. Eles mostraram que o processo que contribui de forma dominante para a relaxação de spin dos buracos é a relaxação de momento por espalhamento com fônons acústicos. A maior contribuição é devida a processos que conservam a paridade do estado.

Ferreira e Bastard<sup>[73, 74]</sup> tem mostrado que o espalhamento de buracos via impurezas ou pela flutuação de potencial da liga aumenta o tempo de relaxação de spin em poços quânticos comparado com bulk.

Os valores experimentais de tempo de relaxação de spin em poços quânticos são dispersos e vão de 4 ps<sup>[36, 76]</sup> até 1 ns<sup>[44, 76]</sup> e é uma questão não resolvida. Alguns atribuem a qualidade das amostras e outros a diferença na condição experimental utilizada.

### 2.2.3 Relaxação de spin do exciton

Os excitons podem relaxar seu spin através de dois canais diferentes de relaxação: um deles envolve a relaxação de spin do exciton propriamente dito, o outro, é através

da relaxação de spin do elétron e\ou do buraco separadamente. Como ressaltado acima, tanto para o elétron como para o buraco, os diversos mecanismos de *spin-flip* dependem fortemente da relaxação de momento  $\vec{k}$  dos portadores. O espalhamento leva à partícula de um estado, com uma determinada mistura de spin, a outro com uma mistura de spin diversa, alterando assim o estado de spin inicial do sistema. Devido à restrição do espaço de fase dos portadores que compõem o exciton, a relaxação de spin dos portadores em separado dentro do exciton é pouco eficiente em relação à relaxação de spin do exciton como um todo. A relaxação de spin do exciton como um todo é dada pela interação de troca, originária da indistinguibilidade entre o elétron na banda de condução e os demais elétrons na banda de valência. Esta interação pode ser dividida em duas contribuições: interação de curto alcance, que envolve grandes valores do vetor de onda do centro de massa  $\vec{K}_{CM}$ , e a interação de longo alcance, que envolve pequenos valores  $\vec{K}_{CM}$ . A interação de curto alcance leva ao acoplamento de buracos leve e pesado, mas conserva o spin total do exciton. É necessária a inclusão da interação spin-órbita no cálculo, de modo a se observar a relaxação de spin excitônico. O termo de longo alcance é a interação dominante na relaxação de spin. Este termo tem uma dependência linear com  $\vec{K}_{CM}$ .

Os tempos de relaxação de spin do exciton em poços quânticos medidos experimentalmente tem sido publicados em função da largura do poço e os valores vão de 50 a 120 ps para poços com largura de 25 a 90 Å respectivamente<sup>[21, 23]</sup>.

## 2.3 Desdobramento de spin ”*spin-splitting*”

Recentemente *spin-splitting* de excitons tem sido estudado em poços quânticos semicondutores. O espectro de fotoluminescência resolvida no tempo (TRPL) das duas

componentes de polarização circular apresenta diferente (*splitting*) posição de energia dos picos<sup>[36, 54, 77]</sup> quando fotoexcitado com alta intensidade de excitação. Damen e outros<sup>[36, 53]</sup> atribuem a interação exciton-exciton à causa do desdobramento de spin. Eles argumentam da seguinte forma: considere uma excitação com luz polarizada  $\sigma^+$  que a-priori cria excitons  $|+1\rangle$ . Para uma densidade de excitons suficientemente alta, os excitons terão uma distribuição de energia satisfazendo o princípio de exclusão de Pauli, que atua separadamente sobre os elétrons e os buracos. Esta distribuição de energia é oposta entre os excitons  $|+1\rangle$  e  $|-1\rangle$ , porque os primeiros experimentam uma repulsão e os segundos uma atração. Esta separação de energia (*splitting*) depende da densidade dos excitons e aproxima-se a zero quando a densidade das duas populações de excitons ( $|+1\rangle$  e  $|-1\rangle$ ) se igualam.

Um outro modelo, proposto por Tejedor<sup>[78]</sup> explica o *spin-splitting* excitônico devido a quebra da degenerescência de spin em excitons bi-dimensionais pela interação inter-excitônica que é um complemento do mecanismo de interação de troca<sup>[45]</sup> que induz a relaxação de spin. Este modelo explica bem os resultados experimentais obtidos por Viña et al<sup>[54]</sup> onde os cálculos feitos levam em conta o *screening* dos portadores fotocriados.

Amand et al<sup>[53, 41, 42]</sup>, apresentam um modelo fenomenológico. Eles observam também que o *spin-splitting* é devido ao maior deslocamento para altas energias (*blue-shift*) da componente copolarizada ( $\sigma^+$ ), enquanto que a outra componente experimenta um pequeno deslocamento para baixas energias (*red-shift*). Eles interpretam o *blue-shift* devido ao *quenching* da parte de longo alcance da interação de Coulomb entre excitons 2D, tal que a parte repulsiva da interação, que é uma consequência do princípio de exclusão de Pauli, é grandemente desbalanceada. O *red-shift* da

componente  $\sigma^-$  é explicado, como devido a fraca interação Coulombiana atrativa (dipolo-dipolo) entre excitons  $|+1\rangle$  e  $|-1\rangle$ .

Em poços quânticos tipo-p tem sido observados<sup>[55, 56]</sup> também, uma diferença em energia entre os picos das emissões de fotoluminescência das duas componentes de polarização  $\sigma^+$  e  $\sigma^-$ . Potemski et al<sup>[56]</sup> atribuem esse *splitting* a diferente função distribuição Fermi-Dirac para cada componente de polarização, que tem igual temperatura, porém diferente potencial químico.

## 2.4 Modelo de "*spin-splitting*" em poços quânticos tipo-n

Nesta seção, nós apresentamos os primeiros resultados de um cálculo teórico baseado em um modelo simples para a interpretação dos resultados experimentais descritos no capítulo 5. O cálculo foi realizado pelo Prof. M. Z. Maialle (USF-Itatiba).

O cálculo consiste em encontrar a energia de ligação do exciton para as diferentes polarizações de spin de excitons na presença da concentração de elétrons intrínsecos  $n_{2D}$  e de portadores fotocriados<sup>[79]</sup>. Para isto, assumimos que a emissão ainda é dominada pelos estados excitônicos no regime de baixa concentração de elétrons intrínsecos. A posição energética da emissão excitônica depende da influência do plasma de portadores de carga com spin polarizado na sua energia de ligação. Estes efeitos são de dois tipos:

1. Blindagem da interação Coulombiana, a qual diminui a energia de ligação. Esta blindagem é tratada na aproximação RPA (*random phase approximation*) e é independente do spin;

2. Preenchimento de espaço de fase. Devido ao princípio de exclusão de Pauli, os estados de valência e de condução que encontram-se ocupados não participam da formação do estado excitônico (excitação óptica criada nos estados "disponíveis"). Ou seja o estado do exciton só será formado pelos portadores de carga com momento linear ( $\vec{k}$ ) maiores que o nível de Fermi ( $k_F$ ). A relação 2.4 descreve a função de onda do exciton como combinação linear das funções de onda de elétrons e buracos.

$$\Psi = \sum_{k_e, k_h = k_F} C(k_e, k_h) \psi_{k_e}(\vec{r}_e) \psi_{k_h}(\vec{r}_h) \quad (2.2)$$

O efeito de preenchimento de espaço de fase depende da polarização do plasma e contribui para a separação energética do pico de emissão dos dois estados de spin de excitons (ópticamente ativos)  $|+1\rangle$  e  $|-1\rangle$ . A figura 2.5 esquematiza a estrutura de bandas mostrando a região limitada pelo preenchimento de espaço de fase para a formação do exciton.

O cálculo é feito por método variacional de energia excitônica para cada tipo de estado de spin ópticamente ativo levando em conta os dois efeitos acima mencionados. Os resultados preliminares deste cálculo mostram um bom acordo qualitativo com os resultados experimentais.

O gráfico inferior da figura 2.6 apresenta a energia de ligação para cada tipo de exciton; *spin-up* (quadrados cheios) e *spin-down* (quadrados abertos) em função da densidade de portadores fotocriados  $N_{pump}$  considerados 100% polarizados e para diferentes concentrações de elétrons intrínsecos  $n_{2D}$ . Observa-se que a energia de ligação para ambos excitons  $|+1\rangle$  e  $|-1\rangle$  para um determinado  $N_{pump}$  diminui

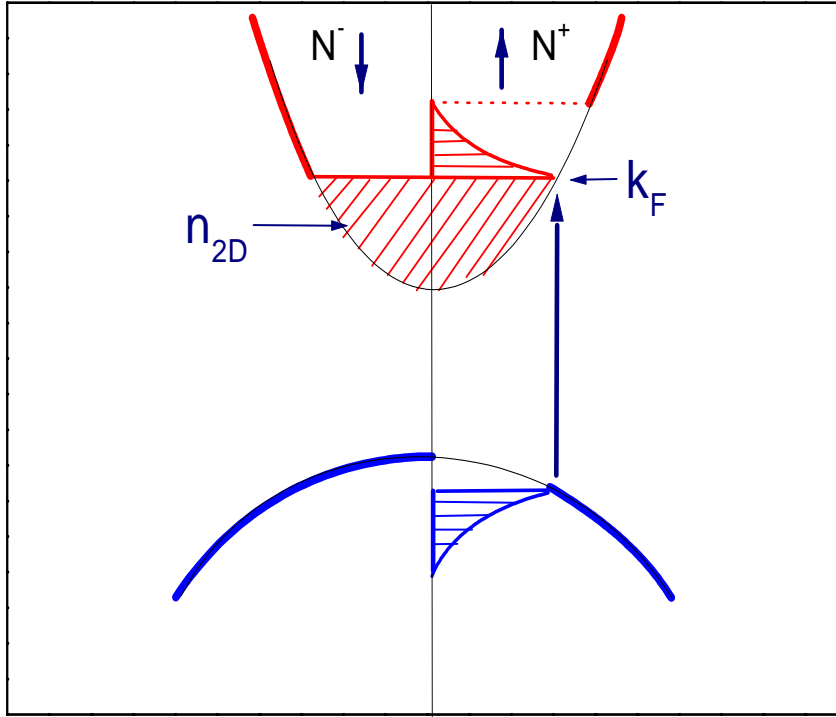


Figura 2.5: Esquema de estrutura de bandas para a formação de excitons limitados pelo preenchimento de espaço de fase.

a medida que  $n_{2D}$  aumenta. Esta energia de ligação também diminui em função do aumento dos portadores fotocriados e para uma dada densidade destes portadores a energia dos excitons  $|+1\rangle$  e  $|-1\rangle$  começa a desdobrar. Este desdobramento é mostrado na parte superior da figura 2.6, onde se observa seu aumento a medida que se incrementa a densidade de portadores fotocriados. Mostra-se também que quando se aumenta  $n_{2D}$  o *splitting* diminui. Os resultados destes cálculos vão no mesmo sentido que os resultados experimentais. Porém a parte quantitativa precisa ser melhorada, já que como podemos ver na parte superior da figura 2.6, o máximo *splitting* que se atinge está na faixa de 1 meV e nos resultados experimentais obtemos valores acima

de 3 meV.

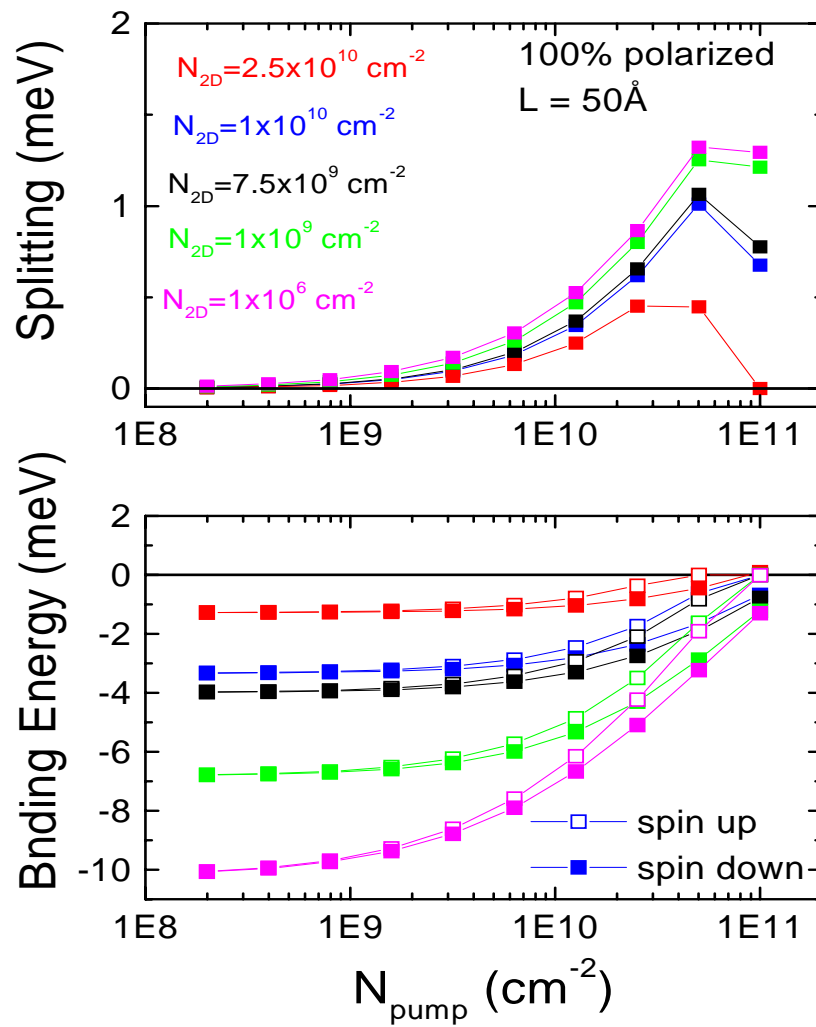


Figura 2.6: Resultado do cálculo teórico da energia de ligação e do *splitting* em função da densidade de portadores fotocriados para diferentes valores de  $n_{2D}$ .



# Capítulo 3

## Descrição dos métodos experimentais

Neste capítulo, descrevemos os métodos experimentais utilizados no trabalho, assim como os arranjos experimentais.

### 3.1 Fotoluminescência no regime contínuo

A excitação de semicondutores por fótons com energia acima do "gap" fundamental gera pares elétron-buraco por absorção interbanda. Estes portadores relaxam aos fundos de suas respectivas bandas via emissão de fônons, pois são mecanismos de espalhamento mais eficientes em semicondutores. Em seguida, processos radiativos e não radiativos ocorrem na recombinação desses pares, sendo o primeiro o responsável pelo sinal de luminescência (emissão espontânea) e o segundo ocorre via impureza ou defeito. Quando a excitação óptica é contínua (CW), produz-se uma situação de equilíbrio estacionário, onde se estabelece um excesso de portadores de carga (elétrons e buracos). Em baixa temperatura a população de elétrons na BC,  $\mathbf{n}$ , é igual a população de buracos na BV,  $\mathbf{p}$ . O excesso de portadores depende da recombinação

radiativa e não radiativa, de forma que o tempo de vida total  $\tau$  é dado por:

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_r} + \frac{1}{\tau_{nr}} \quad (3.1)$$

onde  $\tau_r$  é o tempo de recombinação radiativa e  $\tau_{nr}$  é o tempo de recombinação não radiativa.

O tempo de recombinação em poços quânticos de GaAs é da ordem de centenas de pico-segundos. O tempo de recombinação do exciton obtidos em nossas amostras é  $\sim 350$  ps, o qual concorda com os dados encontrados na literatura.

A intensidade de luminescência é proporcional a taxa de transição óptica  $W$ .

$$W = \sum_{\vec{k}} | \langle f | p | i \rangle |^2 f_e(k) f_h(k) \delta(E_f - E_i) \quad (3.2)$$

Onde  $\langle f |$  e  $| i \rangle$ , são os estados finais e iniciais respectivamente,  $f_e(k)$  e  $f_h(k)$  são as funções de distribuição de Fermi para elétrons e buracos respectivamente.

## 3.2 Fotoluminescência de excitação

Na técnica de PL fixamos a energia de excitação (laser) e fazemos a varredura em energia de detecção da luminescência. A técnica de fotoluminescência de excitação consiste na medida de intensidade da fotoluminescência como função da energia de excitação fixando a energia de detecção. Este tipo de medida nos fornece informação sobre a absorção óptica dos estados excitados, isto é, a respeito da estrutura e propriedades eletrônicas tanto dos estados fundamentais como dos estados excitados do sistema.

No caso da PL, temos informação somente dos estados fundamentais dos portadores fotoexcitados.

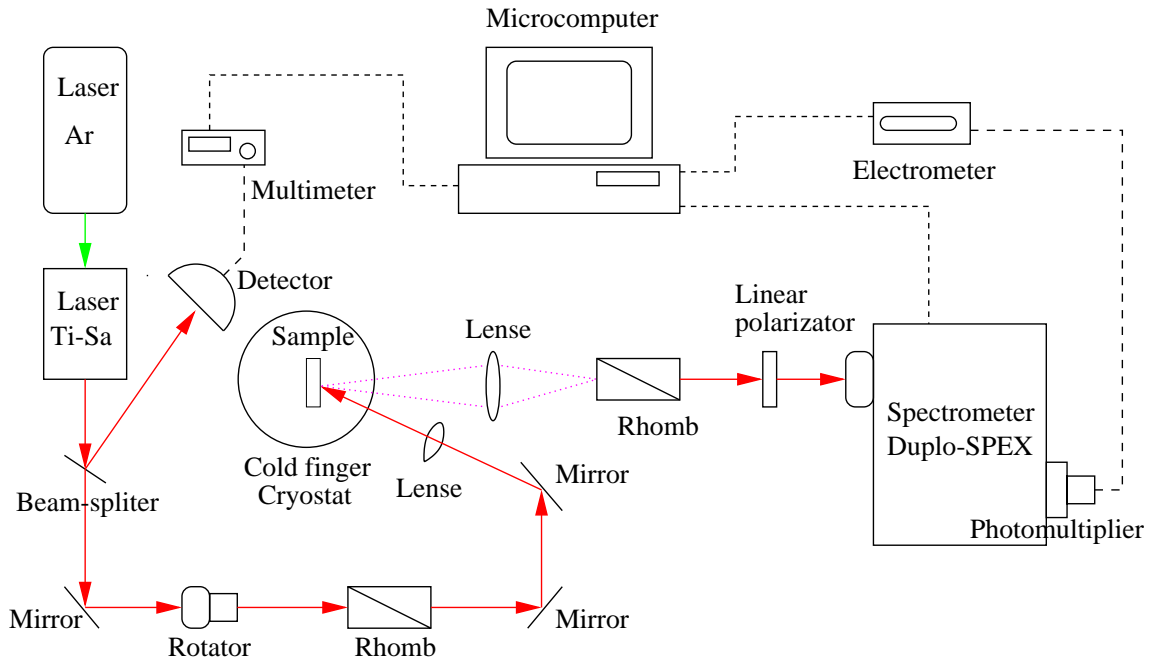


Figura 3.1: Montagem experimental da técnica de fotoluminescência e foto luminescência de excitação utilizada neste trabalho.

A figura 3.1 apresenta o arranjo experimental para as medidas de PL e PLE. Consiste de um laser de Ar (Spectra-physics, modelo 4080) que bombeia um laser contínuo de Titânio-Safira (Spectra-physics, modelo 3900S), que opera na faixa de 7000 a 10000 Å. A luz do laser é dividido por um "splitter" em dois feixes; uma linha vai para um detetor, que serve como referência, e o outro feixe passa pelo rodador de polarização linear acromático (Oriol) e é polarizado circularmente após passar pelo romboedro de Fresnel acromatico (Oriol), isto é, retardador de 1/4 de onda. A luz polarizada é incidida sobre a amostra através de espelhos (ângulo de incidência baixa para não distorcer a polarização circular) e uma lente convergente.

Antes do espectrômetro a luz emitida pela amostra passa pelo outro romboedro e um polarizador linear de modo a selecionar uma das componentes de polarização circular da luminescência. As intensidades  $I^+$  e  $I^-$  são normalizadas pela intensidade do laser para corrigir a variação da intensidade do laser com o comprimento de onda  $\lambda$ . Outros elementos utilizados na medida de PLE estão ilustrados na figura.

### 3.3 Fotoluminescência resolvida no tempo

A técnica de PL resolvida no tempo nos permite estudar a evolução temporal da luminescência. O método utilizado é a geração de soma de frequência de feixes de luz em um cristal não linear conhecida como *up-conversion*. Devido à disponibilidade de excelentes fotomultiplicadores nas regiões espectrais do azul e ultra-violeta, e seu baixo custo comparada com outras técnicas, a técnica *up-conversion* é uma das mais utilizadas para espectroscopia de fotoluminescência resolvida no tempo para luminescência na região visível e infra-vermelho próximo.

A idéia de como a resolução temporal pode ser obtida pela técnica *up-conversion*<sup>[80]</sup> é ilustrada na figura 3.2. A energia dos fótons (na região infravermelho-IR) da luminescência (PL)  $h\nu_{IR}$ , excitados por um pulso de laser ultrarápido e a energia deste laser de bombeio (P-*pump*)  $h\nu_P$  são focalizados sobre um cristal não linear ( $\text{LiIO}_3$ ), que está orientado em um ângulo apropriado com respeito aos feixes PL e P. Fótons com frequências igual a soma ou diferença de PL e P são gerados somente durante o tempo em que ambos os sinais estão presentes no cristal não linear. Assim, a mistura de frequência atua como uma janela de resolução temporal comparável a largura temporal do laser. O tempo da evolução da luminescência é obtido ao variar o retardo do laser no cristal não linear (fig. 3.2(b)). O referencial do tempo de retardo é

quando o pulso de bombeio coincide com o pulso de excitação proveniente da amostra (espalhada pela amostra).

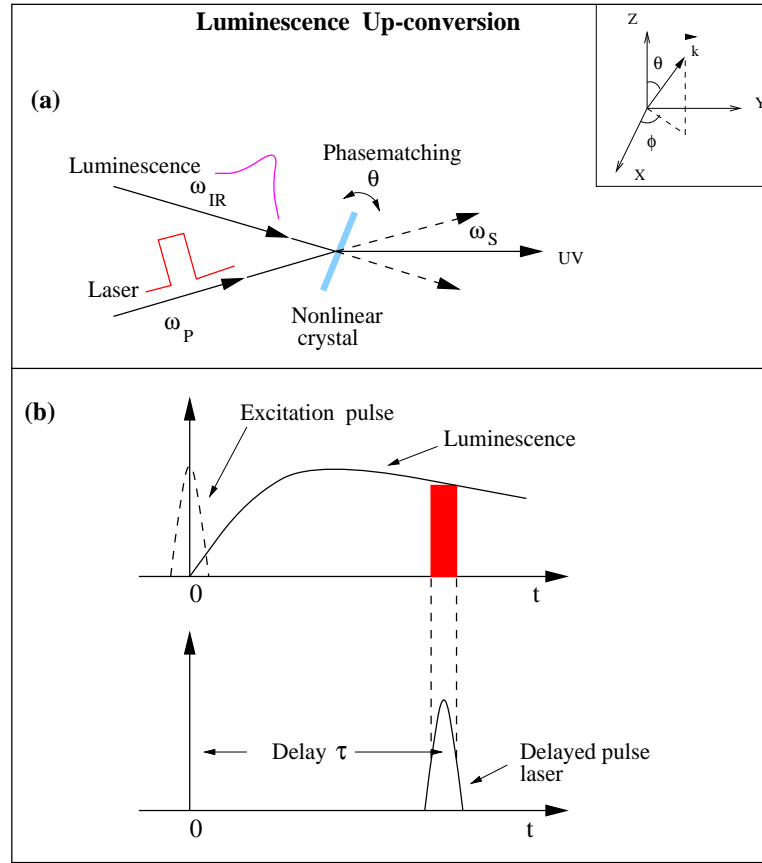


Figura 3.2: (a) Diagrama ilustrativo da conversão da luminescência pelo cristal não linear quando dois feixes incidentes se encontram no cristal. (b) Ilustração da evolução temporal da luminescência e do pulso do laser. O sinal convertido é observado quando o pulso do laser coincide com a luminescência (região sombreada). O pulso indicado pela linha pontilhada é o pulso espalhado pela amostra(excitação).

A figura 3.3 mostra o esquema de montagem das nossas medidas de luminescência resolvida no tempo. Consiste de um laser de Ar, que bombeia um laser de Titânio-Safira ( $Ti:Al_2O_3$ )(Spectra-physics, modelo Tsunami) do qual sai um laser pulsado na região de 7000 a 10000 Å. A largura temporal do laser é de 3.5 ps com uma frequência de repetição de 75 MHz. Esse feixe é dividido em dois por um *beam splitter* (BS); um

deles vai para um auto-correlador para poder controlar o pulso do laser mediante um osciloscópio.

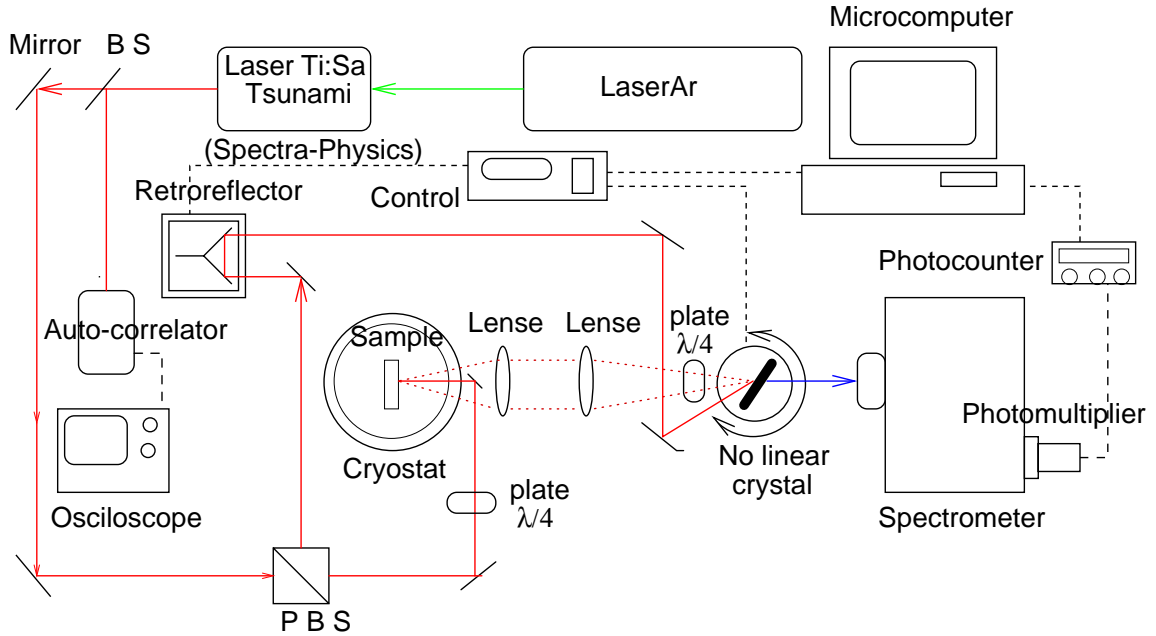


Figura 3.3: Arranjo experimental para as medidas fotoluminescência resolvida no tempo.

A outra linha do laser é levada por meio de espelhos até um *beam-splitter* polarizado, de onde saem duas linhas com polarizações lineares perpendiculares, um feixe passa por um retrorefletor, que é o feixe de bombeio, e é levado por espelhos até o cristal não-linear de  $\text{LiIO}_3$  (5 mm). O outro feixe passa por uma placa de retardador de  $\frac{1}{4}$  de onda ( $\lambda/4$ ) (Newport, centrado em 8000 Å) que está orientado 45 graus com respeito ao eixo vertical, de forma tal a produzir uma polarização circular direita ( $\sigma^+$ ) do feixe incidente sobre a amostra. Este feixe excita a amostra, que está localizada num criostato de dedo frio, cuja temperatura pode ser variada de 7 a 300 K. Utilizamos um criostato tipo dedo frio por causa da medida com luz polarizada circularmente. A janela óptica, nesses criostatos, mantém-se à temperatura ambiente

e livre da tensão a qual não distorce a polarização da luz. A luminescência da amostra é coletada por uma lente e focalizada no cristal não linear, e antes do cristal passa por um retardador de  $\lambda/4$ . O retardador mais o cristal servem como seletor da polarização circular ( $\sigma^+$  ou  $\sigma^-$ ) que queremos detetar. O sinal só é convertido no cristal para uma determinada polarização linear. A outra componente perpendicular é ignorada. Os dois feixes que chegam no cristal são somados (*up-conversion*) e esta resultante é analisada por um espectrômetro simples de 0.5 m (Spex) e uma fotomultiplicadora sensível a luz visível e ultravioleta. A leitura do sinal da fotomultiplicadora é feita com um contador de fótons que está interfaceado a um microcomputador.

As medidas de PL resolvida no tempo nos dão quase diretamente os tempos de recombinação e de relaxação de spin dos portadores de carga. A seguir damos as relações matemáticas que nos permitem, a partir dos dados experimentais, obter tempos característicos. Um modelo simples esquematizado na figura 3.4 nos ajuda a deduzir estas relações, que são conhecidas como equações de taxa e governam a variação das populações de dois estados de spin de portadores de carga ou excitons com *spin-up* ( $N_+$ ) e com *spin-down* ( $N_-$ ).

O esquema mostra a densidade, por exemplo, de excitons fotocriados  $N_+$  depois de um pulso  $\delta$  de excitação em  $t = 0$ ; esta população é diminuída pela probabilidade  $1/\tau_R$  de recombinação e pela probabilidade  $1/\tau_s$  de relaxação de spin, é aumentada pela probabilidade  $1/\tau_s$  de relaxação de spin da população  $N_-$ . Estas variações para os dois tipos de populações são formuladas matematicamente por:

$$\frac{dN_+}{dt} = -\frac{N_+}{\tau_R} - \frac{N_+}{2\tau_s} + \frac{N_-}{2\tau_s} \quad (3.3)$$

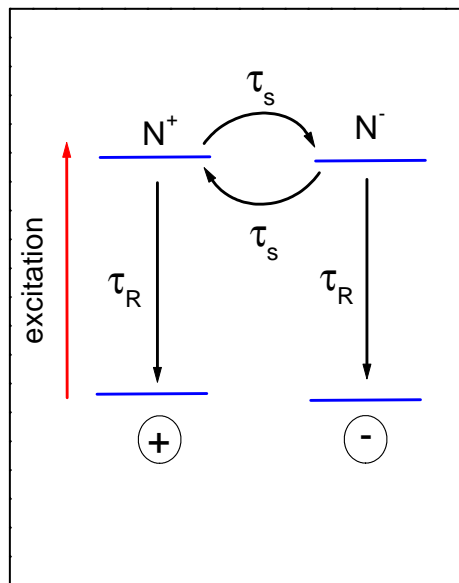


Figura 3.4: Figura esquemática da variação da densidade de spin fotocriados depois de um pulso de laser.

$$\frac{dN_-}{dt} = -\frac{N_-}{\tau_R} - \frac{N_-}{2\tau_s} + \frac{N_+}{2\tau_s} \quad (3.4)$$

Onde  $\tau_R$  é o tempo de recombinação dos portadores e  $\tau_s$  é o tempo de relaxação de spin. Aqui, estamos seguindo a mesma nomenclatura utilizada por Sham<sup>[66]</sup>. A soma das equações (3.2) e (3.3) dá o decaimento total da população de portadores:

$$\frac{d(N_+ + N_-)}{dt} = -\frac{(N_+ + N_-)}{\tau_R}, \quad (3.5)$$

que tem por solução uma simples função de decaimento exponencial:



$$N_T \equiv N_+(t) + N_-(t) = N_t^0 e^{-t/\tau_R}, \quad (3.6)$$

Onde  $N_T$  é a população total de portadores e  $N_t^0$  é o valor inicial desta população. A taxa da diferença das populações das duas componentes de spin é:

$$\frac{d(N_+ - N_-)}{dt} = -\frac{(N_+ - N_-)}{\tau_R} - \frac{(N_+ - N_-)}{\tau_s}. \quad (3.7)$$

Cuja solução é novamente uma função exponencial:

$$N_+(t) - N_-(t) = (N_+^0 - N_-^0) e^{-t/\tau_R} e^{-t/\tau_s}, \quad (3.8)$$

Onde  $N_+^0$  e  $N_-^0$  são as populações iniciais de *spin-up* e *spin-down* respectivamente. O grau de polarização de spin, (definido no capítulo anterior) em função do tempo ( $P_s(t)$ ) é obtido ao dividir a equação (3.8) pela equação (3.6).

$$P_s(t) \equiv \frac{N_+(t) - N_-(t)}{N_+(t) + N_-(t)} = \frac{N_+^0 - N_-^0}{N_+^0 + N_-^0} e^{-t/\tau_s}. \quad (3.9)$$

Vemos então, que o grau de polarização decai como uma simples função mono-exponencial com um tempo característico  $\tau_s$ .

As equações 3.6 e 3.9 foram utilizadas para comparar com os dados experimentais de PL resolvida no tempo. Sejam  $I^+$  e  $I^-$  as intensidades de PL em um determinado tempo obtidas na configuração da luz polarizada circularmente a direita ( $\sigma^+$ ) e a esquerda ( $\sigma^-$ ), respectivamente. Neste caso:

$$N_T \propto I^+ + I^-, \quad (3.10)$$

e

$$P = \frac{I^+ - I^-}{I^+ + I^-} \quad (3.11)$$

Nos ajustes da curva exponencial de  $N_T$  e  $P$  obtemos os tempos  $\tau_R$  e  $\tau_s$ .

# Capítulo 4

## Polarização de spin em poços quânticos

### 4.1 Introdução

Apresentamos neste capítulo um estudo experimental sistemático da influência do gás de elétrons na relaxação do spin do buraco. Medidas de fotoluminescência (PL), fotoluminescência de excitação (PLE) no regime contínuo (CW), e resolvida no tempo (técnica *up-conversion*) foram realizadas com luz circularmente polarizada.

As medidas foram realizadas a uma temperatura de  $T = 7$  K. O feixe de excitação foi polarizado com a configuração  $\sigma^+$  e a PL foi analisada nas duas polarizações  $\sigma^+$  e  $\sigma^-$ . Lembrando que o grau de polarização é definido como  $P = \frac{I^+ - I^-}{I^+ + I^-}$ , onde  $I^+$  e  $I^-$  são as intensidades de luminescência medidas usando uma excitação com polarização  $\sigma^+$ , e detectada com  $\sigma^+$  e  $\sigma^-$ , respectivamente.

## 4.2 PL e PLE no regime contínuo

Nesta seção apresentamos os resultados das medidas de fotoluminescência (PL), fotoluminescência de excitação (PLE) e de polarização ( $P_{CW}$ ) realizadas no regime contínuo (CW).

A figura 4.1 mostra os espectros de PL (linha preta), PLE (linha vermelha) indicados com  $\sigma^+$  (linha continua) e  $\sigma^-$  (linha pontilhada) que correspondem às intensidades  $I^+$  e  $I^-$  respectivamente, e o grau de polarização (linha azul) em função da energia de excitação, da amostra não dopada. A medida de PLE foi detectada na posição do pico da PL (1.6184 eV). A linha de emissão do espectro de PL é atribuída ao exciton correspondente aos estados fundamentais E1 do elétron na banda de condução (BC) e do HH1 do buraco pesado na banda de valência (BV). No espectro de PLE, os picos bem definidos, são atribuídas às transições excitônicas E1-HH1 e E1-LH1, onde LH1 é referente ao buraco leve. A separação entre eles é de 25 meV. A largura de linha da emissão excitônica é 3.5 meV igual a energia de "Stokes-shift", a qual é definida como sendo a diferença de energia entre os picos de absorção (PLE) e de PL correspondente ao exciton E1-HH1. A diferença de energia do pico entre PLE e PL está relacionada com a qualidade da amostra, principalmente, da interface. A rugosidade das interfaces, tanto micro como macro-rugosidades, formam calda no perfil da densidade de estados na região de menor energia. São estados considerados localizados. Em fotoluminescência a recombinação ocorre para os portadores fotocriados localizados nos estados de menor energia, os quais correspondem aos excitons localizados. Na absorção (PLE) o pico ocorre para excitons livres, pois a densidade de estados deve ser maior do que a dos excitons localizados. Portanto, o "Stokes-shift" dá uma diferença de energia e uma estimativa da energia de localização.

Os estados contínuos do exciton correspondente ao buraco pesado também são observados. A diferença entre a posição do pico do estado fundamental do exciton e da banda do contínuo no espectro de PLE é  $\sim 11$  meV. É possível observar também os estados contínuos do exciton LH. Os espectros de emissão das duas configurações de polarização  $\sigma^+$  e  $\sigma^-$ , não apresentam praticamente nenhuma diferença. Consequentemente, esta amostra não apresenta grau de polarização significativo no regime contínuo, como mostrado na figura 4.1 (curva azul).

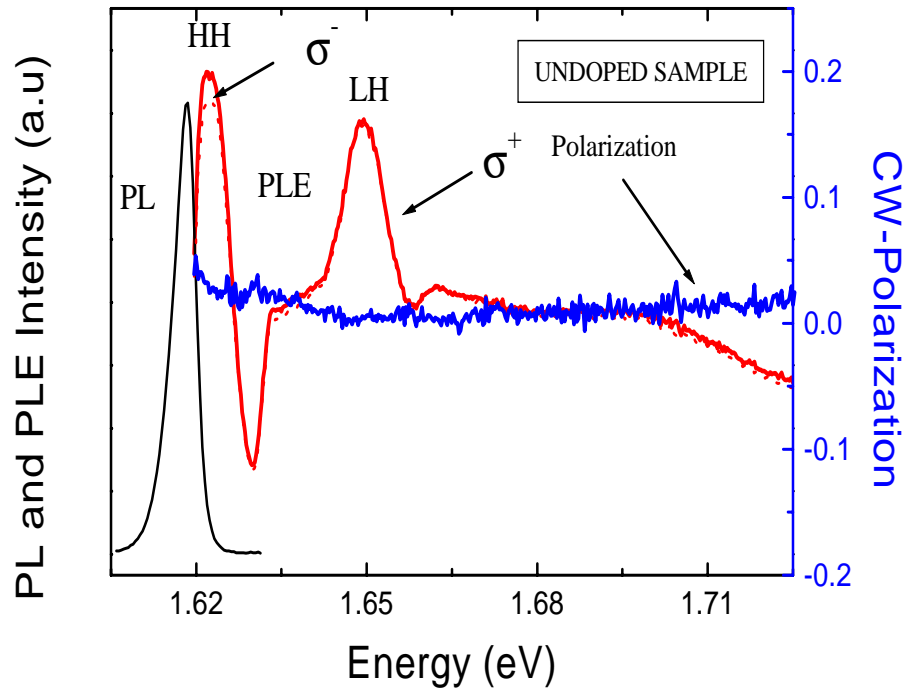


Figura 4.1: Espectros de PL (preto), PLE (vermelho) e grau de polarização (azul) da amostra não dopada. A curva vermelha contínua corresponde ao espectro de PLE obtida à polarização  $\sigma^+$  e a pontilhada à polarização  $\sigma^-$ .

A figura seguinte 4.2 mostra os espectros de PL (linha preta), PLE (linhas vermelhas) e grau de polarização (linha azul) no regime CW, da amostra com menor dopagem,  $n_{2D}=0.25 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ . Neste caso, tanto a largura de linha da PL quanto o "Stokes-shift" aumentaram um pouco devido à presença do gás de elétrons. Pode-se notar claramente nos espectros da PLE, a diferença entre as duas componentes de polarização  $\sigma^+$  (linha vermelha contínua) e  $\sigma^-$  (linha vermelha pontilhada).

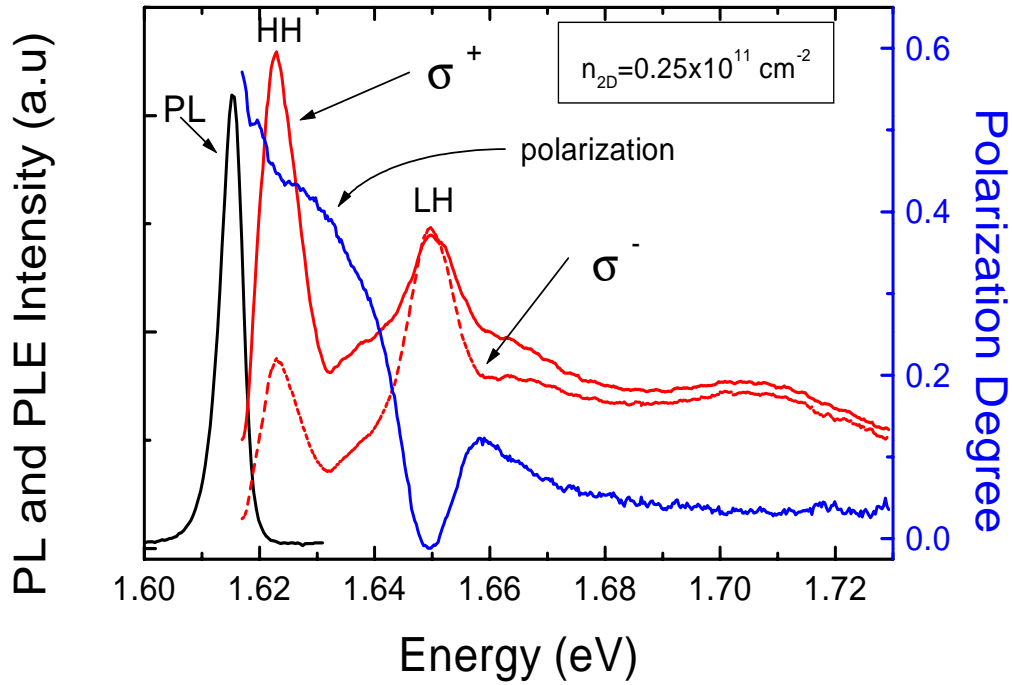


Figura 4.2: Espectros de PL (preto), PLE (vermelho) e grau de polarização (azul) da amostra com  $n_{2D}=0.25 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ .

Observa-se também, nesta amostra, os picos bem definidos, como na amostra não dopada, devido às transições excitônicas correspondentes ao E1-HH1 e E1-LH.

Porém, os estados contínuos do exciton E1-HH1 no espectro da PLE já não são bem resolvidos. Isto indica que o gás de elétrons, embora de baixa densidade, tem um efeito não desprezível sobre os estados eletrônicos da heteroestrutura. Por outro lado, esta amostra apresenta um alto grau de polarização,  $\sim 45\%$  para a posição do pico E1-HH1.

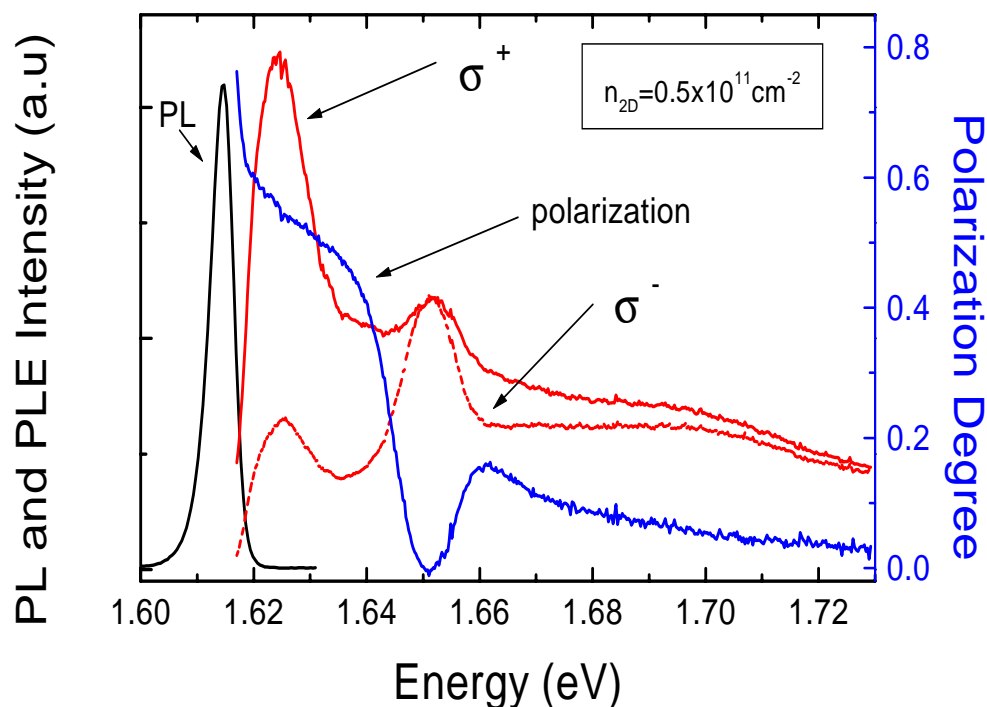


Figura 4.3: Espectros de PL (preto), PLE (vermelho) e grau de polarização (azul) da amostra com  $n_{2D}=0.5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ .

O perfil do grau da polarização depende fortemente da energia de excitação. O máximo valor da polarização ocorre quando a energia de excitação está em ressonância com a posição de absorção do exciton E1-HH1, e está na faixa de 45%, este valor vai

decrecendo com aumento da energia de excitação, chegando a um valor mínimo na região do pico excitônico LH, onde é zero. Este mínimo grau de polarização é atribuído a alta densidade de estados na banda de buraco leve em torno do centro da zona de Brillouin. Para energias maiores que o pico LH, o grau de polarização aumenta até 12%, para logo diminuir vagarosamente até zero.

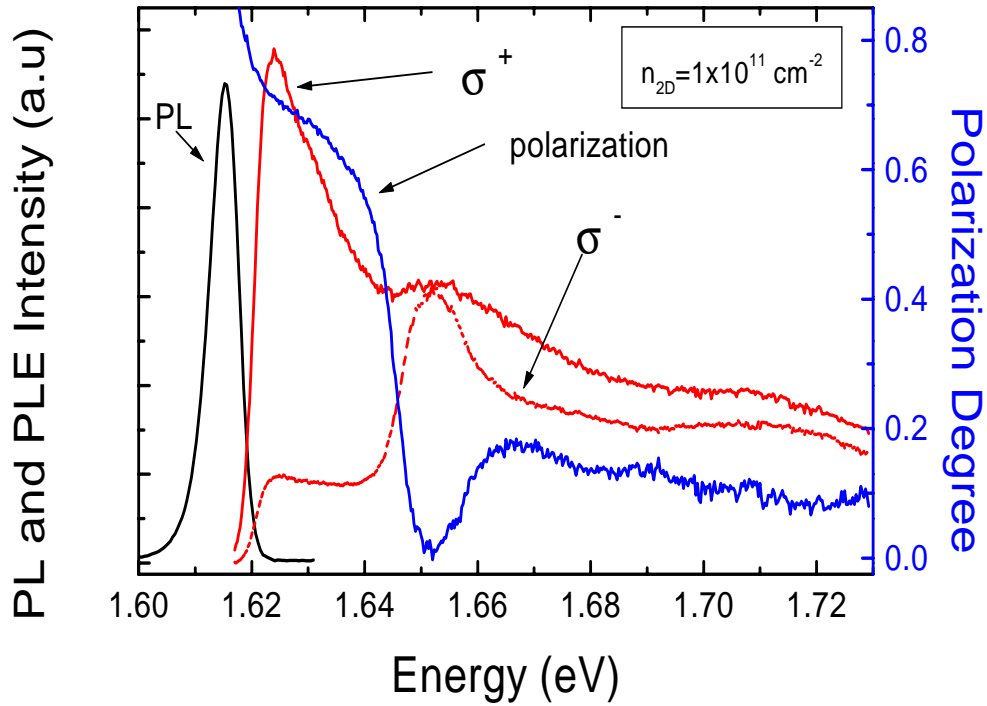


Figura 4.4: Espectros de PL (preto), PLE (vermelho) e grau de polarização (azul) da amostra com  $n_{2D} = 1 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ .

Desde que o spin total do gás de elétrons é basicamente não polarizado, para baixas potências de excitação, o grau de polarização mostrado na fig.4.2, é atribuído à polarização de spin dos buracos<sup>[61]</sup>. Porém, devido a baixa concentração de elétrons



intrínsecos é possível que tenha alguma contribuição excitônica também. Este resultado será discutido mais adiante.

As figuras 4.3, 4.4 e 4.5 mostram os espectros de PL, PLE e grau de polarização das outras 3 amostras com densidades intrínsecas de elétrons  $n_{2D} = 0.5, 1$  e  $2 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ , respectivamente.

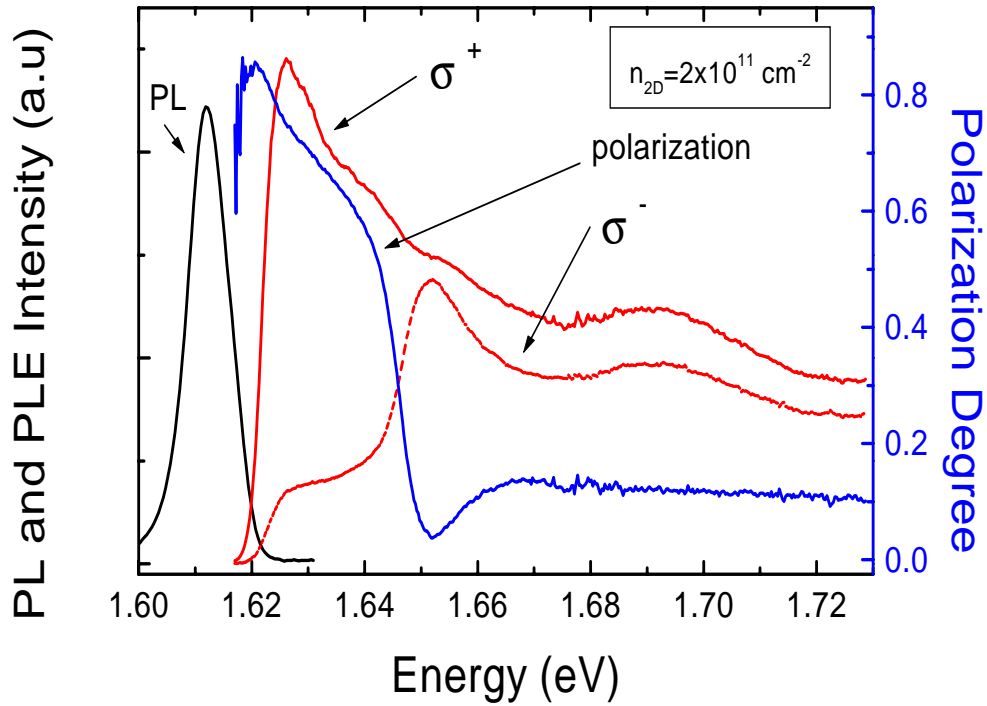


Figura 4.5: Espectros de PL (preto), PLE (vermelho) e grau de polarização (azul) da amostra com  $n_{2D} = 2 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ .

Conforme aumenta a dopagem a largura de linha da PL e o "Stokes-shift" vão aumentando. A forma de linha dos espectros de PLE vai também mudando com o aumento de  $n_{2D}$ . Os espectros de PLE obtidos à configuração  $\sigma^+$  apresentam

ainda picos, porém mais largos para amostras mais dopadas. Na configuração  $\sigma^-$ , a transição correspondente a EE1-HH1 apresenta pico somente na amostra  $n_{2D} = 0.5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$  e nas outras amostras um platô. A transição E1-LH1, apresenta pico em todas as amostras. O desaparecimento do pico referente a transição E1-HH1 na configuração  $\sigma^-$  nas duas amostras mais dopadas mostram a inibição do efeito excitônico devido a presença do gás. Esta informação é importante na interpretação dos resultados de fotoluminescência resolvida no tempo.

O perfil do grau de polarização em função da energia de excitação basicamente não muda com a amostra. Observaremos, no entanto, o aumento no grau de polarização com a densidade de elétrons  $n_{2D}$ , chegando até 80% para a amostra mais dopada para a energia de excitação em condição de ressonância com o pico de absorção (PLE).

A figura 4.6 mostra os perfis de grau de polarização de todas as amostras com diferentes concentrações de elétrons. Vamos analisar a região próxima à ressonância com a transição E1-HH1. O grau de polarização aumenta com a densidade de elétrons intrínsecos e se estabiliza para  $n_{2D} \geq 1 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ .

Para interpretar esses dados vamos analisar primeiro a origem da polarização de spin. Para amostras mais dopadas ( $1$  e  $2 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ ) a polarização de spin é dos buracos, pois a densidade de elétrons intrínsecos é bem maior do que as densidades dos portadores fotoexcitados (estimamos que é  $< 10^{10} \text{ cm}^{-2}$  para a potência de excitação utilizada). Além disso, a contribuição excitônica nestas amostras deve ser desprezível. Para amostras menos dopadas ( $0.25$  e  $0.5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ ) vimos que ainda apresentam emissão devido a excitons. Portanto, nessas amostras é possível que tenhamos contribuição tanto de polarização de spin de buracos como também de excitons. Para termos mais informações sobre isso é necessário conhecermos os tempos de relaxação

de spin dessas amostras. Voltaremos a discutir esses resultados na próxima seção junto com os dados do tempo de relaxação de spin.

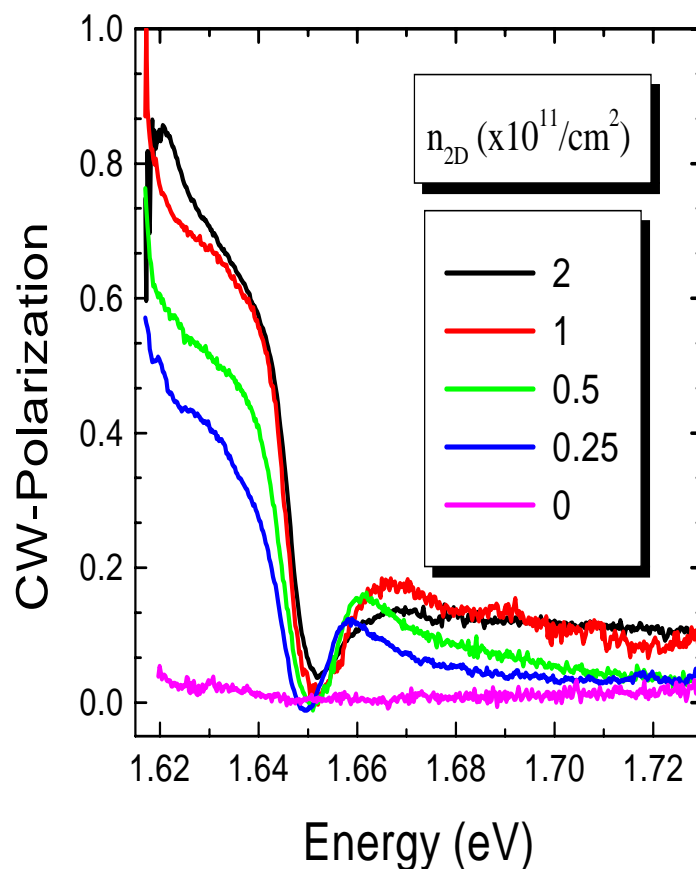


Figura 4.6: Evolução do grau da polarização para as diferentes concentrações de elétron intrínseco.

O espectro de Polarização CW apresenta um típico perfil, característico de poços quânticos tipo-n<sup>[61, 72, 77]</sup>, onde o grau de polarização decresce com a energia de excitação e um mínimo é observado ao redor da transição excitônica correspondente ao buraco leve (LH) isto é devido a alta densidade de estados<sup>[81]</sup> que se tem nessa região de energia, isto é, onde ocorre a maior mistura de estados de spin da banda de

valência.

#### 4.2.1 Dependência com a potência de excitação

Nesta seção, apresentamos a influência da potência de excitação nas medidas de grau de polarização. Na amostra não dopada, não observamos nenhuma diferença no grau de polarização, a polarização se mantém praticamente zero para as diferentes potências de excitação. Este resultado indica que o aumento de portadores fotocriados não inibe os mecanismos rápidos de relaxação do spin do exciton. Já no caso das amostras dopadas, observamos que existe uma forte dependência do grau de polarização com a potência de excitação.

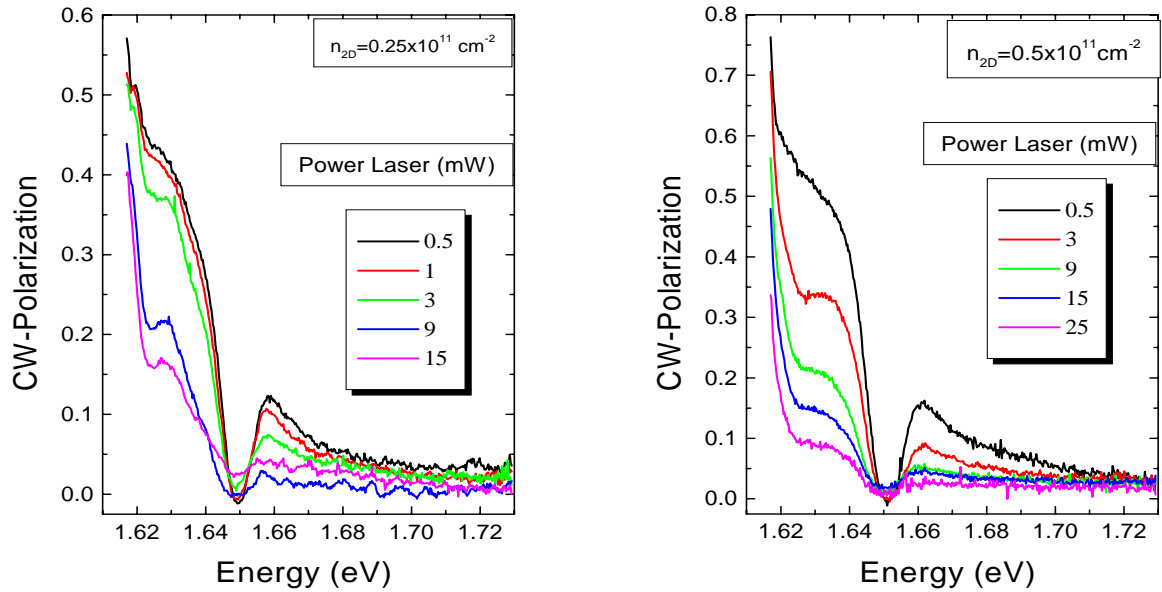


Figura 4.7: Variação de  $P_{CW}$  como função da potência excitação para as amostras com  $n_{2D} = 0.25$  e  $0.5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ .

As figuras 4.7 e 4.8 mostram os perfis do grau de polarização como função da potência de excitação de todas as amostras dopadas. As medidas foram realizadas a uma temperatura de 7 K e a potência foi variada na faixa de 0.5 a 25 mW. Todas as amostras apresentam o mesmo comportamento, diminuição drástica do grau de polarização quando aumenta a potência de excitação. Esta queda na polarização é atribuída ao aumento na taxa de relaxação de spin dos portadores de carga. A medida que se injeta mais portadores favorece os mecanismos de relação de spin que estão relacionados com a interação portador-portador, isto é: elétron-elétron, elétron-buraco ou buraco-buraco. Estes efeitos serão discutidos mais adiante.

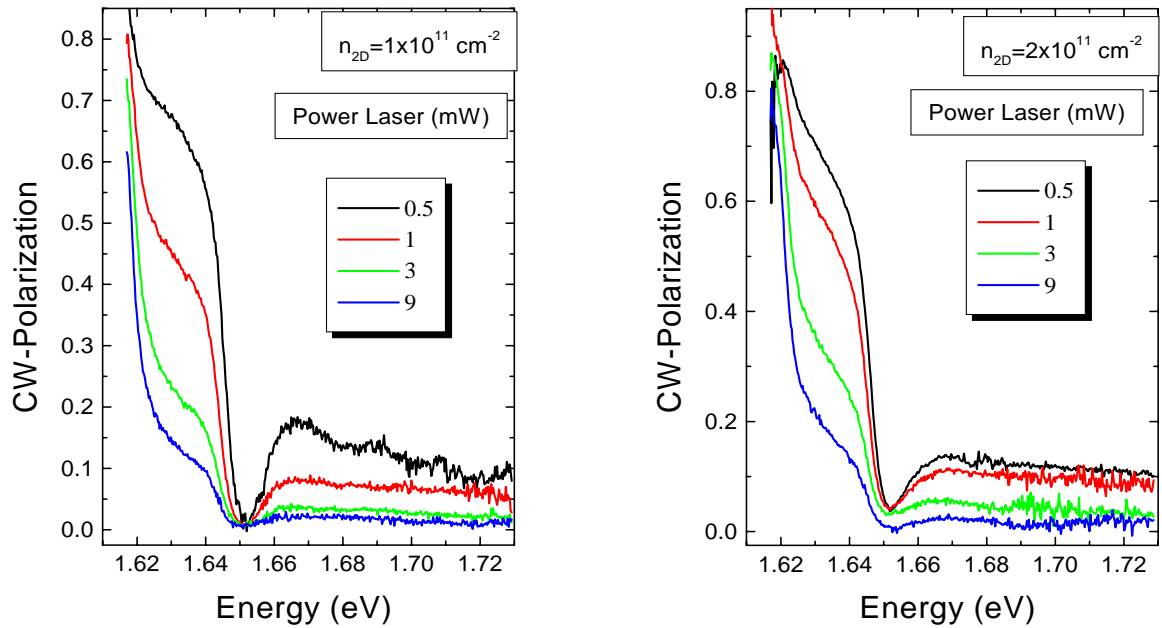


Figura 4.8: Variação de  $P_{CW}$  como função da potência excitação para as amostras com  $n_{2D} = 1$  e  $2 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ .

Os perfis do grau de polarização da figura 4.7 apresentam uma estrutura na região de 1.63 eV quando aumentamos a potência de excitação. Estas estruturas só aparecem nas duas amostras menos dopadas. Até o momento não sabemos a origem da estrutura.

### 4.2.2 Dependência com a temperatura

Da mesma forma que a potência de excitação, a temperatura também tem uma forte influência no grau de polarização das amostras dopadas. O grau de polarização sofre também uma diminuição pronunciada com o aumento da temperatura.

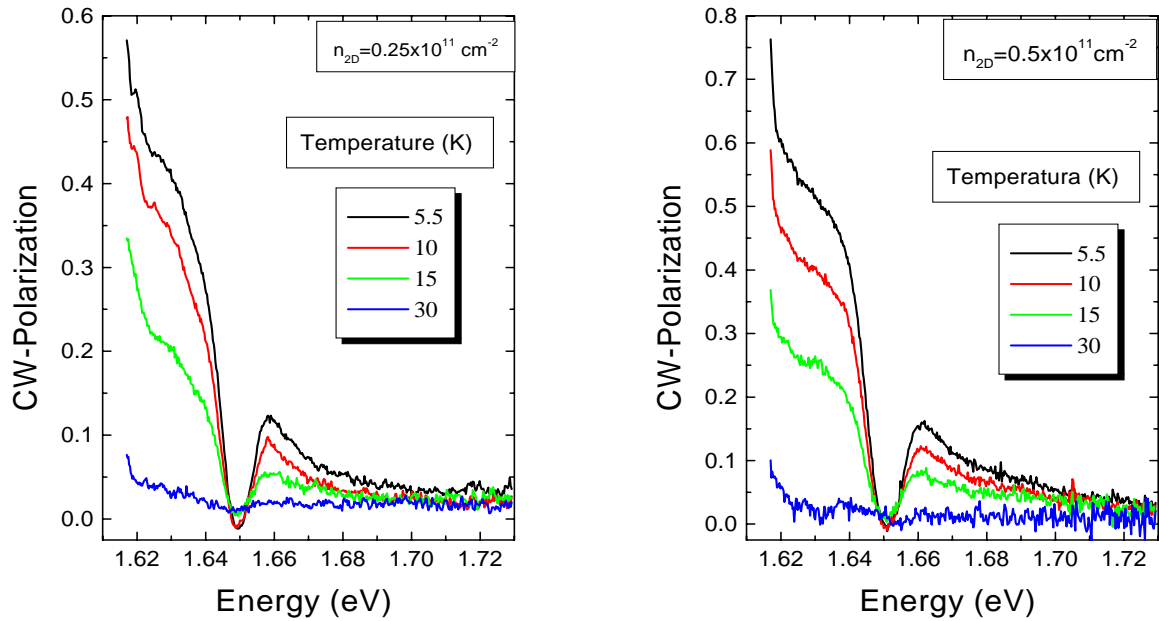


Figura 4.9: Variação de  $P_{CW}$  como função da temperatura para as amostras com  $n_{2D} = 0.25$  e  $0.5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ .

As figuras 4.9 e 4.10 mostram os perfis do grau de polarização de todas as amostras, para uma potência de excitação fixa de 0.5 mW e para diferentes temperaturas que vão de 7 a 30 K. Em todas as amostras o grau de polarização tende a zero quando a temperatura atinge  $\sim 30$  K. Podemos notar que a temperatura acelera a taxa de relaxação de spin. O aumento da temperatura favorece o espalhamento de portadores com fônons, no caso, acústicos. Se a polarização de spin é devida ao buraco, então a interação com os fônons aumenta a taxa de relaxação de spin por causa da forte mistura da banda de valência. A amostra não dopada não apresenta também nenhuma mudança no grau de polarização com a temperatura, ele se mantém em zero.

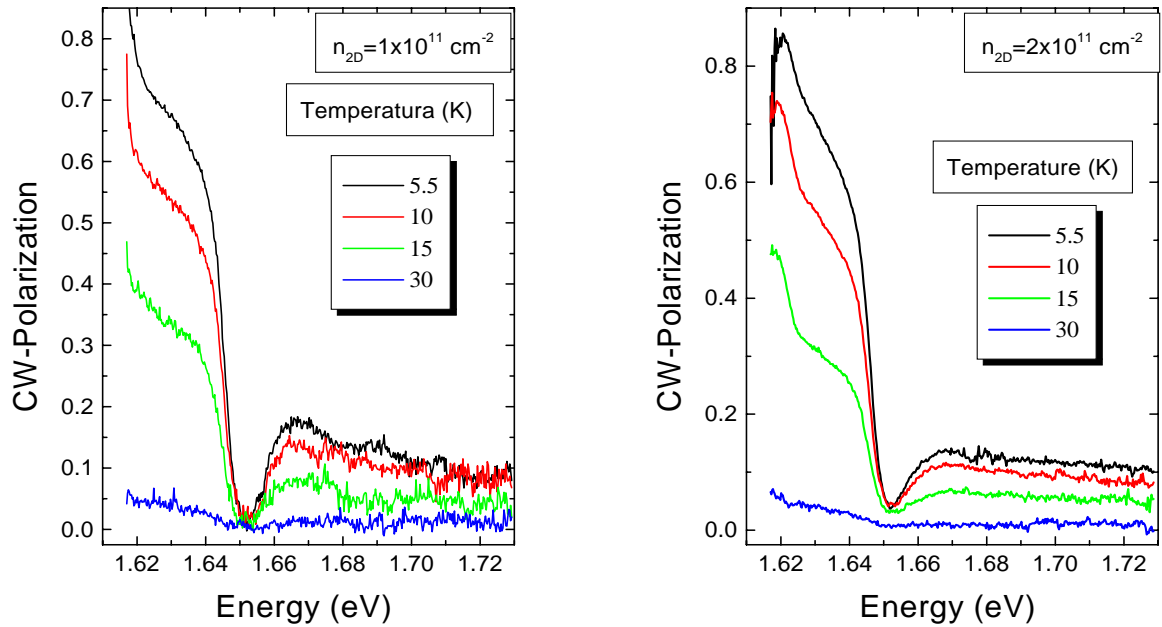


Figura 4.10: Variação de  $P_{CW}$  como função da temperatura para as amostras com dopagem de  $n_{2D} = 1$  e  $2 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ .

Os dados de grau de polarização das amostras dopadas em função da potência de excitação e da temperatura têm os mesmos comportamentos. Aqui surge uma dúvida se o aumento da potência de excitação não está provocando o aumento da temperatura localmente na amostra onde o feixe é incidido. A nossa estimativa é que para a máxima potência utilizada de 15 mW, considerando um diâmetro do feixe 300  $\mu\text{m}$ , a variação na temperatura é no máximo 2 K. Para esta estimativa utilizamos a constante de condução de calor<sup>[82]</sup> de GaAs de 0,458  $\text{W}/^\circ\text{K cm}$ , e espessura da amostra de 400  $\mu\text{m}$ .

Esta estimativa indica que o aumento da potência de excitação utilizada neste trabalho não provoca um aquecimento significativo. Portanto o efeito térmico, neste caso, é desprezível.

### 4.3 PL resolvido no tempo

Nesta seção apresentamos os resultados das medidas de fotoluminescência resolvida no tempo (TPRL). As medidas foram realizadas numa faixa de temperatura de 7 a 30 K. As intensidades médias de excitação foram variadas de 0.5 a 45 mW, em condição quase-ressonante. Os resultados destas medidas complementam e nos ajudam a entender os dados obtidos no regime contínuo. O "inset" da figura 4.11 mostra os espectros de PL e PLE da amostra não dopada, onde está indicada com uma seta azul a energia na qual estamos excitando, sendo que a detecção é feita no pico da PL. A figura principal mostra os espectros de fotoluminescência em função do tempo. Neste caso, trata-se dos resultados da amostra não dopada, na qual, ao contrário dos espectros medidos no regime contínuo (fig. 4.1), nós podemos observar a diferença das intensidades das duas componentes  $\sigma^+$  e  $\sigma^-$  da PL. A componente paralela  $\sigma^+$



sobe rapidamente enquanto que a outra componente ( $\sigma^-$ ) sobe lentamente.

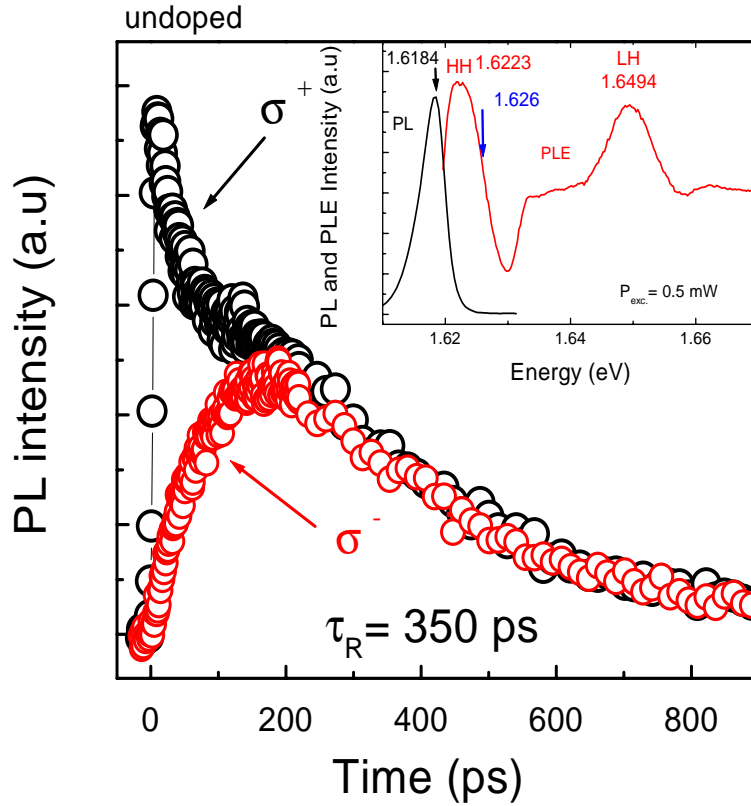


Figura 4.11: Espectro das duas configurações de polarização da PL resolvida no tempo da amostra não dopada. Inset: PL e PLE desta mesma amostra indicando a energia de excitação (1.626 eV) e de detecção (1.6184 eV).

A figura 4.12 mostra o grau de polarização obtida a partir da Fig. 4.11. Ajustando os dados experimentais com uma curva de decaimento mono-exponencial, pode-se tirar diretamente o tempo de relaxação de spin ( $\tau_s$ ) (Eq.3.9). Neste caso, por tratar-se da amostra não dopada, nos dá a relaxação de spin do exciton. O valor de  $\tau_s$  obtido é 50 ps, que é um tempo típico de relaxação de spin do exciton<sup>[36, 45]</sup>. No "inset" é mostrado a intensidade total da PL, de onde obtemos o tempo de recombinação ( $\tau_R$ ) de 350 ps. Como se pode notar, o valor de  $\tau_s$  é menor que  $\tau_R$ , razão pela qual se

explica a ausência de polarização no regime contínuo para esta amostra.

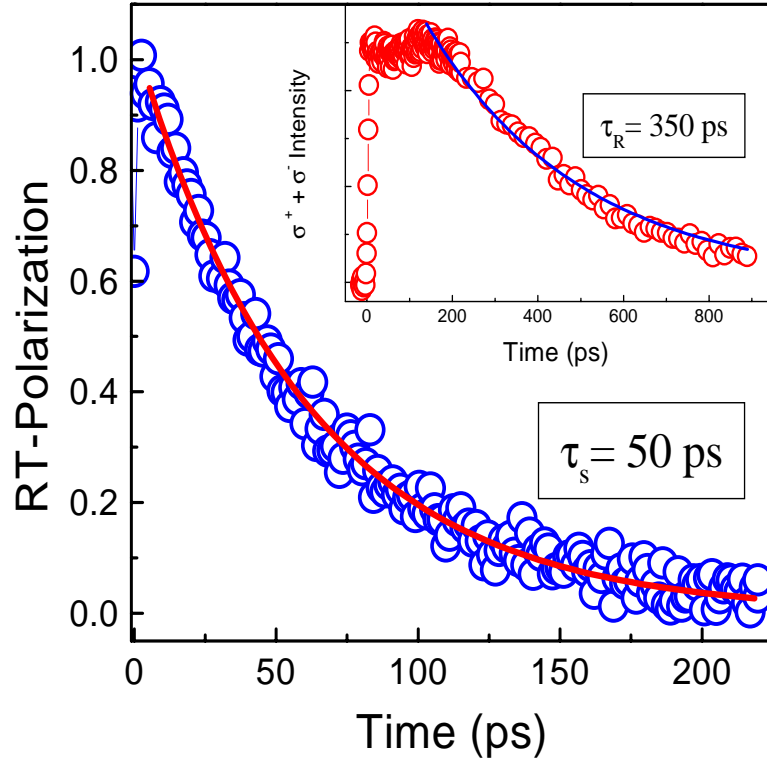


Figura 4.12: Grau de polarização resolvida no tempo da amostra não dopada, que tem um tempo de recombinação de spin de 50 ps. Inset: Intensidade total da PL com  $\tau_R = 350$  ps.

As amostras dopadas mostram o decaimento típico similar de PL resolvida no tempo. A figura 4.13(a) mostra os dados correspondentes à amostra com dopagem de  $n_{2D}=0.25 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ , obtidos a uma temperatura de 7 K. A energia do laser é igual a 1.626 eV, com uma potência de excitação de 0.5 mW. A componente paralela ( $\sigma^+$ ), continua a subir mais rapidamente que a outra ( $\sigma^-$ ), dando uma diferença grande entre intensidades que se mantém até os primeiros 300 ps. O tempo de recombinação desta amostra é de 240 ps. A figura 4.13(b) mostra o grau de polarização desta

amostra, de onde tiramos o tempo de relaxação de spin que está na faixa de 170 ps.

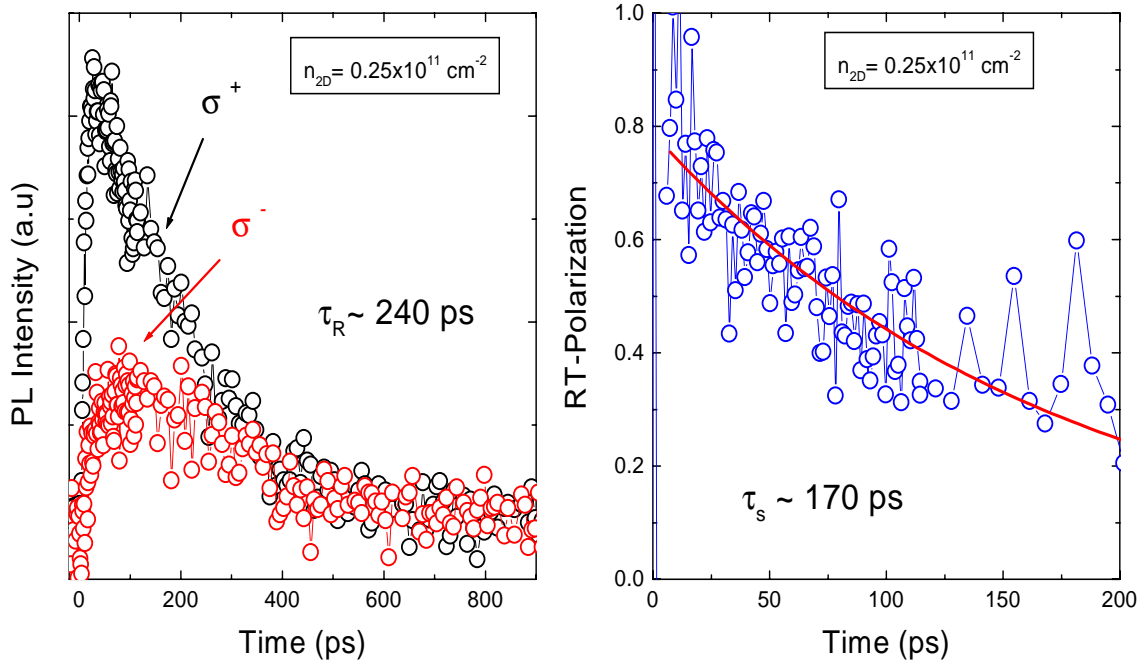


Figura 4.13: Espectro das duas configurações de polarização da PL resolvida no tempo da amostra dopada com  $n_{2D} = 0.25 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ .

Os espectros do resto das amostras dopadas apresentam a mesma característica mostrada na figura 4.13, o que varia é o tempo de recombinação e de relaxação de spin. A figura 4.14 mostra os espectros de PL da amostra dopada com  $n_{2D} = 2 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ , realizada a 7 K e 0.5 mW de potência de excitação. Temos para esta amostra um tempo  $\tau_R$  de 200 ps e  $\tau_s$  de 210 ps. Notamos que há um incremento sistematico no tempo de relaxação de spin, quando a concentração 2DEG aumenta.

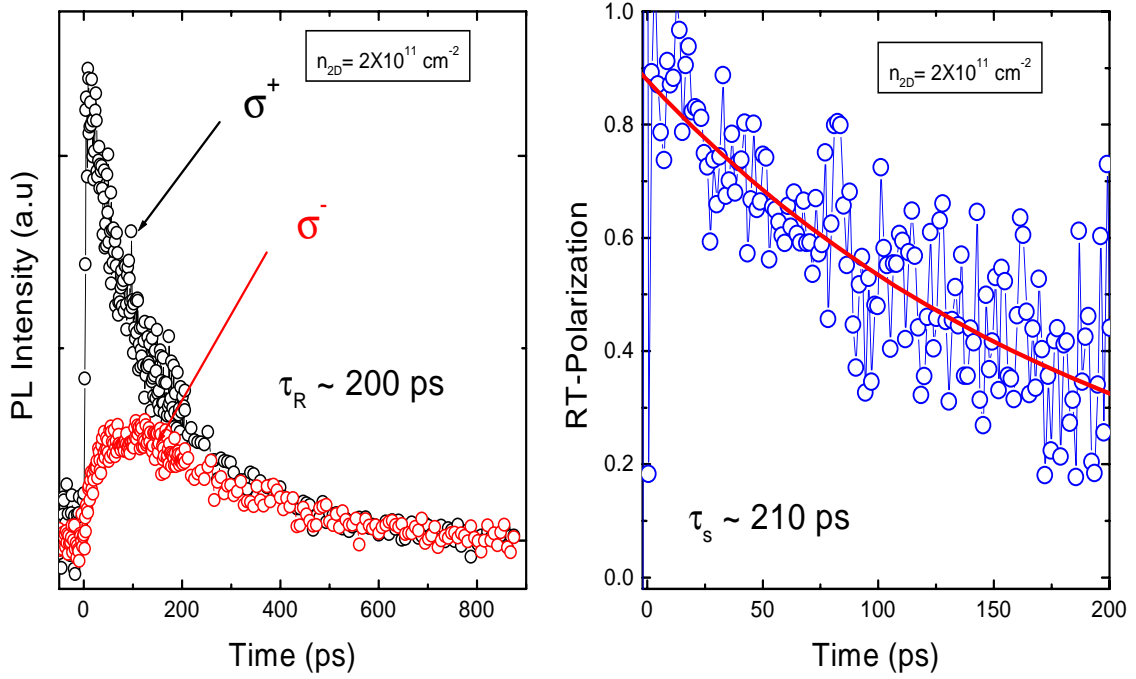


Figura 4.14: Espectro das duas configurações de polarização da PL resolvida no tempo da amostra dopada com  $n_{2D} = 2 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ .

A figura 4.15(a) resume os tempos de recombinação (triângulos inversos azuis) e de relaxação de spin (círculos pretos) de todas as amostras em função da concentração de elétrons ( $n_{2D}$ ). Pode-se observar uma diminuição no tempo de recombinação, enquanto que o tempo de relaxação de spin aumenta quando  $n_{2D}$  aumenta. Este resultado acompanha (reforça) o resultado obtido no regime contínuo no qual tínhamos encontrado que a  $P_{CW}$  aumenta com  $n_{2D}$ . O grau de polarização CW pode também

ser extraído dos dados de TRPL usando a relação seguinte:  $\frac{P_{CW}}{P_{(t=0)}} = \frac{t_s}{t_s + t_R}$ . A figura 4.15(b) mostra este valor (triângulos vermelhos) e também a medida  $P_{CW}$  (quadrados pretos cheios) para comparação. Ambos apresentam comportamento similar, porém, os valores da polarização s ao diferentes devido às diferentes condições experimentais utilizadas em cada técnica.

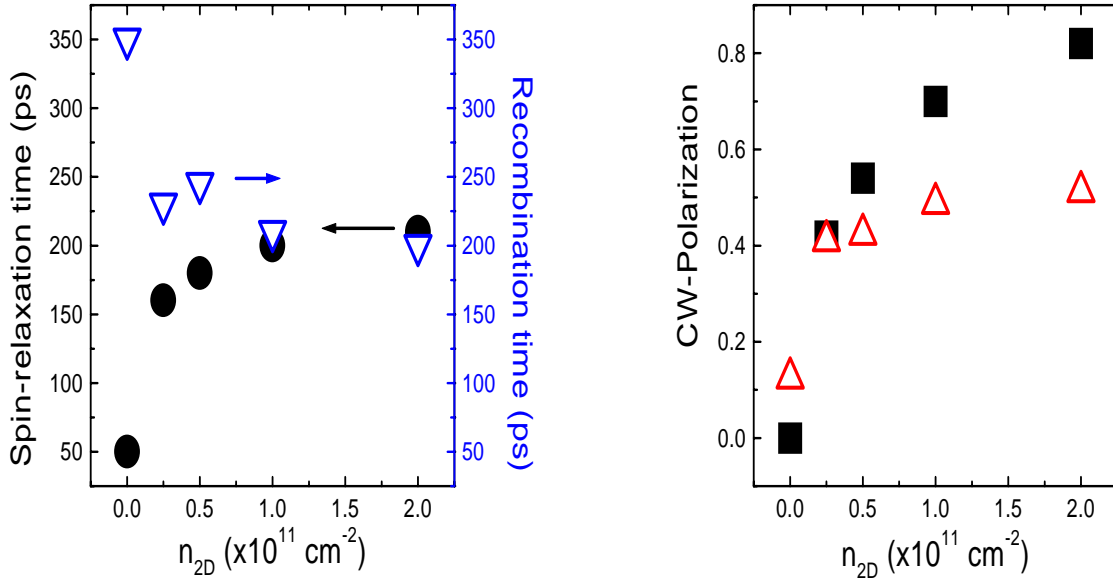


Figura 4.15: Dependência na concentração de elétrons do tempo de relaxação de spin e do grau de polarização  $P_{CW}$ .

Da mesma forma que no modo contínuo, a dependência da intensidade de excitação do grau de polarização no regime resolvido no tempo, é também muito forte. Isto se reflete na diminuição no tempo de relaxação de spin ( $\tau_s$ ), que vai de 120 ps, com uma potência de excitação de 1 mW, até 21 ps, quando a potência é de 10 mW, como é mostrado na figura 4.16, onde o espectro medido corresponde à amostra dopada com  $n_{2D} = 2 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ . Este resultado explica o decrescimento de  $P_{CW}$  com a intensidade de excitação, que nós tínhamos observado para todas as amostras dopadas.

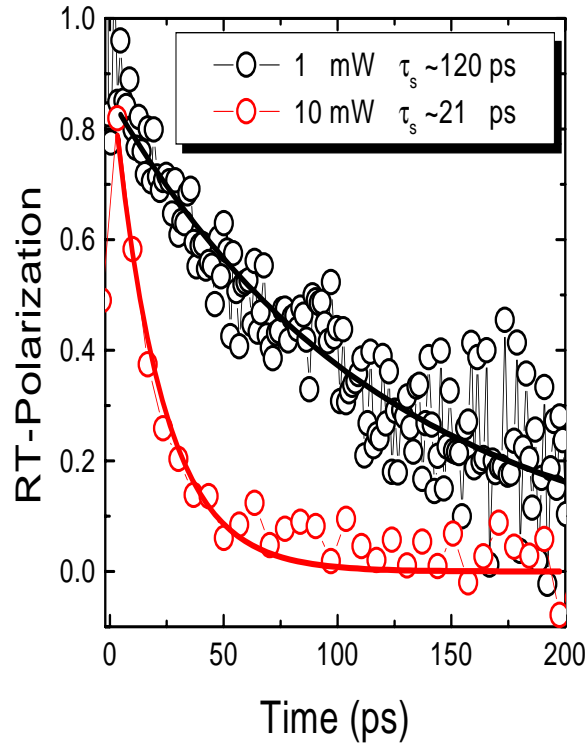


Figura 4.16: Polarização resolvida no tempo da amostra com  $n_{2D}=2\times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$  para duas potências de excitação.

Na figura 4.17 apresentamos os tempos de recombinação (triângulos vermelhos) e de relaxação de spin (círculos pretos) em função da potência de excitação da amostra mais dopada ( $n_{2D}=2\times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ ).  $\tau_s$  cai praticamente uma ordem de grandeza. É bom salientar que por limitações da técnica empregada (*up-conversion*) não foi possível detectar a PL para potências de excitação menores que 0.5 mW. Por esta razão, nós não observamos uma saturação no tempo  $\tau_s$  para baixas potências de excitação. Observamos também um leve aumento no tempo  $\tau_R$  com a potência de excitação. Este aumento pode estar relacionado com o aumento da taxa de interação portador-portador.

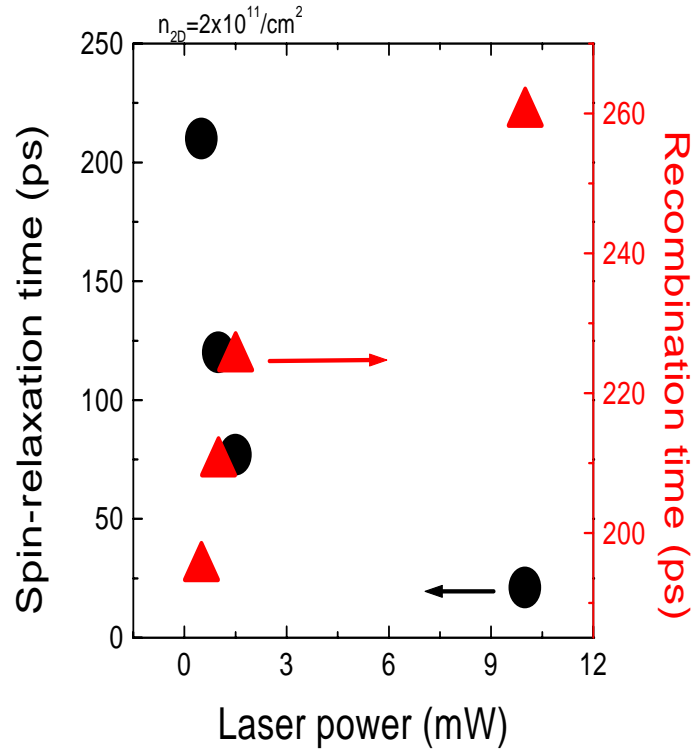


Figura 4.17: Polarização resolvida no tempo da amostra com  $n_{2D}=2\times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$  em função da potência de excitação.

## 4.4 Resultados e discussões

Os principais resultados obtidos a partir dos dados experimentais são descritos a seguir:

1. Ausência de polarização na amostra não dopada no regime contínuo. Isso se deve à rápida relaxação de spin dos excitons, cujo tempo  $\tau_s$  é da ordem de 50 ps, o qual é inferior ao tempo  $\tau_R$  que é da ordem de 350 ps. Este tempo curto de relaxação de spin é atribuído a interação de troca<sup>[45]</sup> que é o mecanismo dominante de relaxação de spin de excitons em poços quânticos.

2.  $P_{CW}$  diferente de zero para baixa concentração intrínseca de elétrons no poço ( $n_{2D}=0.25 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ ). Para fotoexcitação na condição de ressonância  $P_{CW}$  é da ordem de 40%. A hipótese seguinte pode explicar este resultado:

- Enfraquecimento da interação de troca do exciton na presença do gás de elétrons intrínsecos no poço.

Para a melhor compreensão da origem destes resultados é necessário um estudo mais detalhado.

3. Tanto  $\tau_s$  como  $P_{CW}$  crescem com o aumento da densidade intrínseca de elétrons no poço e tendem a se estabilizar para a concentração acima de  $1 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ . Partindo da hipótese de que a emissão ainda é dominada pelo exciton em amostras com baixa concentração de gás de elétrons, o efeito excitônico é gradualmente blindado pelo gás de elétrons, diminuindo a taxa de relaxação de spin. Para amostras com alta concentração de elétrons o tempo de relaxação de spin é devido ao buraco pesado. Esse tempo é relativamente alto, da ordem de 200 ps. Por causa do poço quântico ser estreito, 50 Å, nestas amostras a mistura de banda de valência é relativamente baixa. Com isso, o mecanismo de relaxação de spin via BAP poderia dominar e ele deveria ser favorecido com o aumento de  $n_{2D}$ . Como as nossas amostras apresentam uma contribuição excitônica se torna difícil de analisar a influência da interação de troca elétron-buraco. O resultado de cálculo teórico apresentado por Maialle<sup>[45]</sup> mostra que para um poço de 50 Å de GaAs/AlGaAs a interação do buraco com os fônons acústicos ainda domina com relação a BAP na relaxação de spin dos buracos. Porém, já apresenta uma pequena contribuição. Esta questão, portanto, fica



ainda aberta. Comparando esse tempo com os dados da literatura ele é bem maior do que o valor obtido por Damen e colaboradores<sup>[36]</sup>,  $\sim 4$  ps, porém é bem menor do que aquele obtido por Roussignol e colaboradores<sup>[44]</sup>,  $\sim 1$  ns. Essa diferença nos tempos pode estar relacionada com a diferença nas condições experimentais utilizadas, como a potência de excitação, largura do poço, etc.

4. Com o aumento da intensidade de excitação tanto  $\tau_s$  como  $P_{CW}$  diminuem em todas as amostras. Fortes candidatos para a diminuição de  $\tau_s$  e  $P_{CW}$  são as interações de troca buraco-buraco e elétron-buraco que favorecem a relaxação de spin do buraco e são dependentes da população de buracos. Esses mecanismos estão sendo calculados, porém ainda não temos um resultado conclusivo.

Para concluir nós observamos a inibição da relaxação de spin de exciton em poços quânticos na presença do gás de elétrons intrínsecos em amostras menos dopadas. Nas amostras mais dopadas (tipo-n) o grau de polarização é dado pela polarização dos buracos fotoexcitados. Devido à baixa concentração de elétrons intrínsecos não foi possível estudar o mecanismo de relaxação de spin via interação de troca elétron-buraco<sup>[65]</sup>. Consequentemente, nós esperaríamos um decréscimo de  $P_{CW}$ . É necessário portanto analisar amostras com maior concentração de elétrons para termos mais suporte experimental para chegar a qualquer conclusão sobre a influência desses efeitos.

## Capítulo 5

### *Spin-splitting* em poços quânticos tipo-n

#### 5.1 Espectro de energia da PL resolvida no tempo

Nesta seção nós apresentamos os resultados das medidas experimentais dos espectros de energia da PL resolvida no tempo das mesmas amostras discutidas nos capítulos anteriores. As medidas de PL resolvida no tempo foram realizadas usando a técnica *up-conversion* a uma temperatura de 7 K e fotoexcitados em condição ressonante.

A figura 5.1 mostra o espectro típico de fotoluminescência resolvido no tempo polarizado ( $\sigma^+$ -círculos pretos) e depolarizado ( $\sigma^-$ -círculos vermelhos) da amostra não dopada. Nota-se claramente as diferentes posições dos picos dos espectros (*spin-splitting*) das duas configurações, sendo que a configuração  $\sigma^+$  está na região de mais alta energia, enquanto que a outra configuração ( $\sigma^-$ ) está na região de menor energia. Estes espectros foram obtidos para um tempo de retardo de 20 ps, depois da excitação com uma energia de 1.626 eV, e a uma potência de 10 mW. A diferença de energia entre os picos é de  $\sim 3.5$  meV. Os espectros são interrompidos para altas energias, perto da linha do laser, por limitações experimentais. É também evidente

nos espectros de PL, a grande diferença de intensidades de luminescência entre ambas configurações ( $\sigma^+$  e  $\sigma^-$ ), que além de nos indicar o alto grau de polarização que existe nesses primeiros 20 ps, indica também uma grande diferença entre as populações<sup>[83]</sup> de excitons  $|+1\rangle$  e  $|-1\rangle$  respectivamente. As posições dos picos comparadas com a de PL obtida no regime contínuo serão discutidos mais adiante.

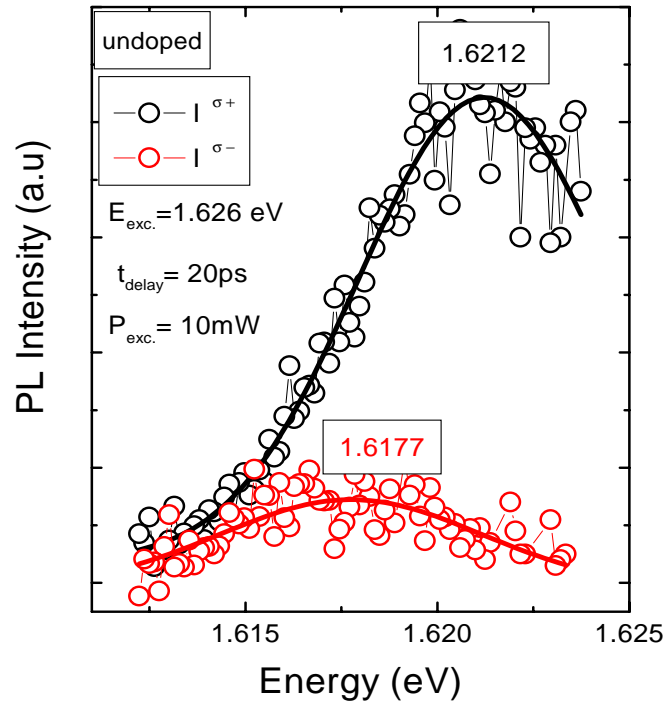


Figura 5.1: Espectro de fotoluminescência resolvida no tempo polarizada (círculos pretos) e depolarizada (círculos vermelhos) da amostra não dopada. Com as condições experimentais especificadas na figura.

O *Spin-splitting* depende fortemente da potência de excitação. Quando se aumenta a potência de excitação a diferença entre os picos correspondentes a  $\sigma^+$  e  $\sigma^-$  aumenta significativamente. A figura 5.2 apresenta os espectros de fotoluminescência das duas

configurações de polarização da amostra não dopada, para um tempo fixo de 50 ps, e duas potências de excitação: 10 mW, gráfico a esquerda, e 30 mW, gráfico a direita. Observamos um aumento do *spin-splitting*, que vai de 1.6 meV para 10 mW, até 2.7 meV para 30 mW. Esta separação é menor do que a da Fig. 5.1 por causa do tempo de retardo ser maior. Esta dependência com o tempo veremos mais adiante. Nesta figura, pode-se notar também que a diferença entre as intensidades (populações)  $\sigma^+$  e  $\sigma^-$  da PL aumenta com a potência de excitação, mantendo uma forte correlação com o *Spin-splitting*.

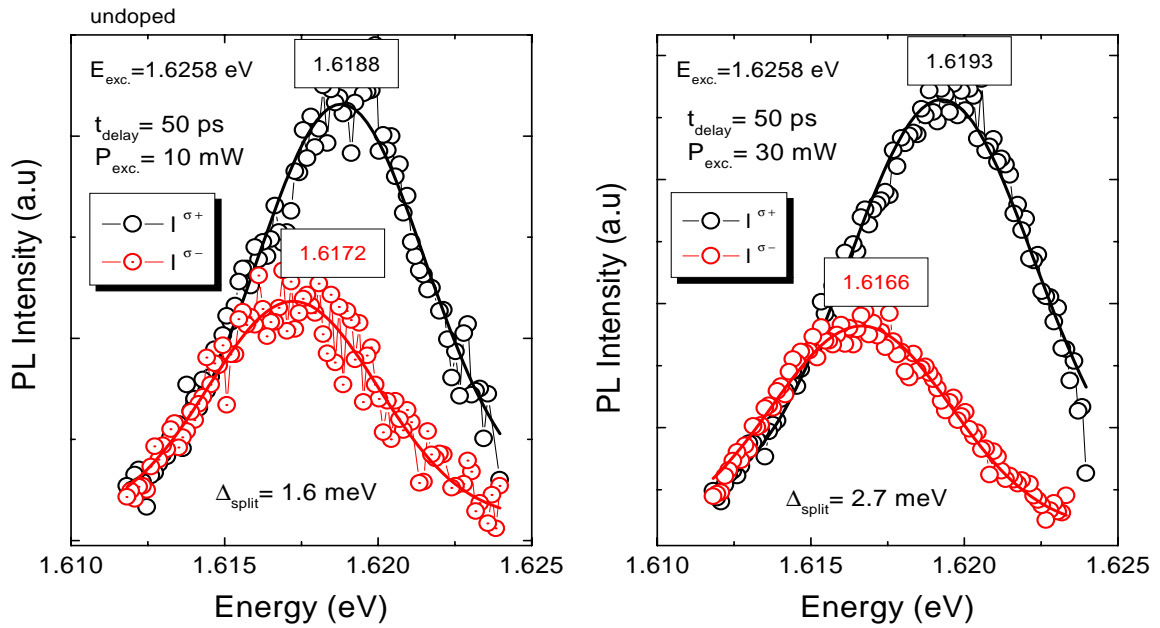


Figura 5.2: Espectro de energia da amostra não dopada para duas potências de excitação.

A relação que existe entre o *spin-splitting* e a diferença de populações entre os excitons  $|+1\rangle$  e  $|-1\rangle$  pode ser observada na figura 5.3, onde apresentamos o

*spin-splitting* (círculos pretos) e a diferença das intensidades integradas (círculos vermelhos) em função da potência de excitação. Os valores graficados na fig. 5.3 foram obtidos excitando com uma energia de 1.6258 eV e detectando a emissão da PL 50 ps depois do pulso de excitação. As potências de excitação foram: 10, 20 e 30 mW. Observa-se claramente o aumento de ambas "grandezas" à medida que a intensidade de excitação aumenta. Fica evidente que existe uma correlação direta entre o *spin-splitting* e a diferença de populações de spin.

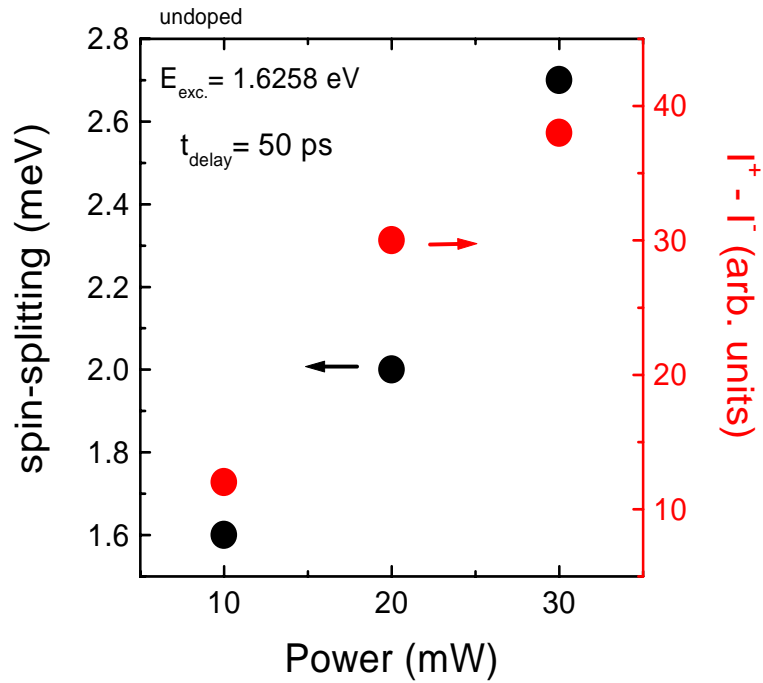


Figura 5.3: *Spin-splitting* (círculos pretos) e diferença de intensidades integradas (círculos vermelhos) em função da potência de excitação da amostra não dopada.

O *spin-splitting* também depende fortemente do tempo de retardo. É observado uma diminuição do *spin-splitting* quando o tempo de retardo aumenta. A figura 5.4 apresenta os espectros de fotoluminescência resolvida no tempo da amostra não

dopada, excitando com uma energia de 1.6262 eV, para uma potência de excitação fixa em 10 mW, e dois tempos de retardo: 30 ps e 150 ps. Dando como resultado uma diminuição do *spin-splitting*, que vai de 2.7 meV para 30 ps até 1 meV para 150 ps. Nota-se também que a diferença entre as intensidades diminuiu com o aumento do tempo de retardo. Isto acontece porque para maior tempo de retardo maior é a probabilidade de relaxação de spin. Assim, temos que para tempos cada vez maiores, as populações de spin diferente vão se igualando, além do que, a densidade total de portadores fotocriados também diminui.

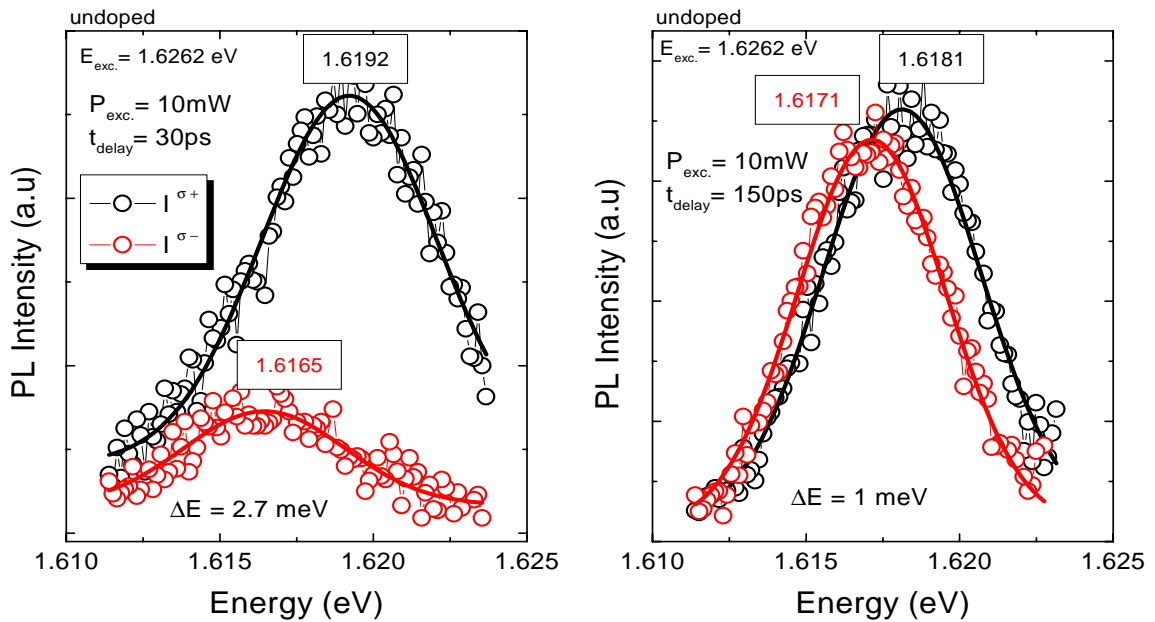


Figura 5.4: Espectro de energia da amostra não dopada para dois tempos de retardo 30 e 150 ps e uma potência de excitação fixa de 10 mW.

A figura 5.5(a) mostra outra vez a correlação que existe entre o *spin-splitting* (círculos pretos) e a diferença de populações (círculos azuis) entre excitons  $|+1\rangle$  e

$| -1 \rangle$ . A potência de excitação é fixada em 10 mW e os tempos de retardo vão de 20 a 400 ps. A figura 5.5(b) apresenta os valores de *spin-splitting* e o grau de polarização que é a diferença dividida pela soma das intensidades integradas.

A Fig. 5.5 mostra que o desdobramento de energia está relacionado com o desbalanço das populações de spin, tanto  $I^+ - I^-$  como grau de polarização. As escalas do eixo "y" foram ajustadas para facilitar a visualização do comportamento de "spin-splitting",  $I^+ - I^-$  e Polarização.

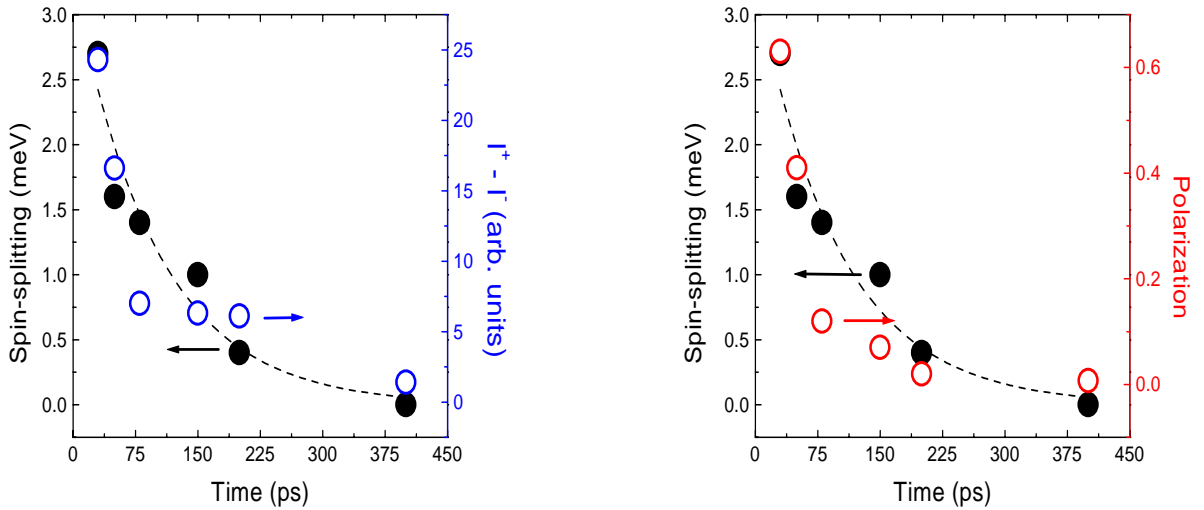


Figura 5.5: (a) *Spin-splitting* (círculos pretos) e diferença de intensidades integradas (círculos azuis), (b) *Spin-splitting* (círculos pretos) e grau de polarização (círculos vermelhos) em função do tempo de retardo para a amostra não dopada.

A figura 5.6 mostra as energias das posições dos picos de PL resolvida no tempo em função do tempo de retardo. A posição do pico de PL no regime contínuo ( $E_{CW}=1.6180$  eV) também está ilustrada na figura. A energia de excitação foi de 1.6258 eV e a potência fixada em 10 mW. O pico da PL na polarização  $\sigma^+$  ( $E^+$ ) está acima de  $E_{CW}$ , enquanto que o pico da outra componente de polarização  $\sigma^-$

( $E^-$ ) está abaixo. A separação  $E^+ - E_{CW}$  é maior do que  $E^- - E_{CW}$  para tempos curtos, e para tempos longos ambos picos tendem a  $E_{CW}$ .  $E^+$  é muito mais sensível à depopulação entre os dois estados de spin do exciton. Esse mesmo comportamento foi observado por Amand et al [53].

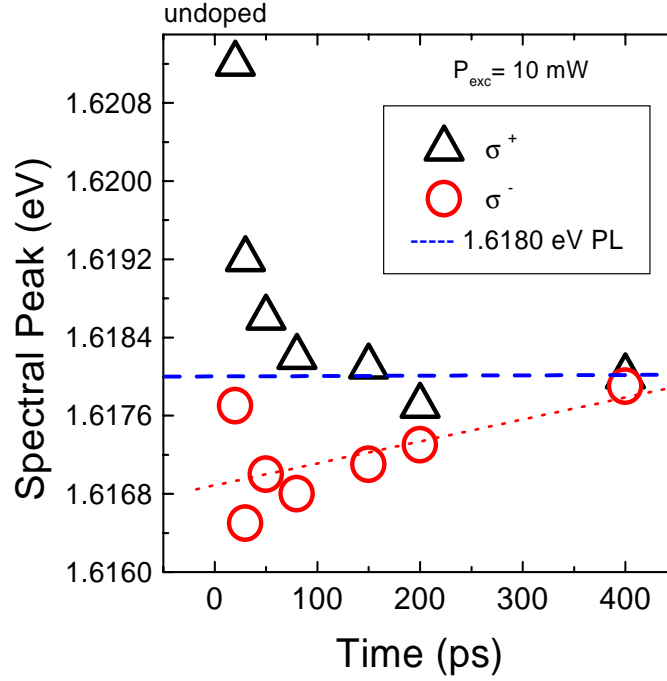


Figura 5.6: Posição dos picos de energia para as configurações  $\sigma^+$  (triângulos) e  $\sigma^-$  (círculos) em função do tempo de retardo. A linha tracejada horizontal é a posição do pico da PL no modo CW, 1.6180 eV.

## 5.2 *Spin-splitting* em função da concentração intrínseca de elétrons $n_{2D}$ .

As amostras dopadas também apresentam o desdobramento de energia dos picos das duas configurações de polarização  $\sigma^+$  e  $\sigma^-$ . Porém este *spin-splitting* é menor, se



comparado com a amostra não dopada, medida nas mesmas condições experimentais, e vai diminuindo conforme a concentração intrínseca de elétrons aumenta. As figuras 5.7 e 5.8 apresentam os espectros de PL resolvida no tempo de todas as amostras dopadas medidas nas mesmas condições experimentais, isto é, 10 mW de potência de excitação e 20 ps de tempo de retardo, e excitando com energia em ressonância com a transição HH1-E1.

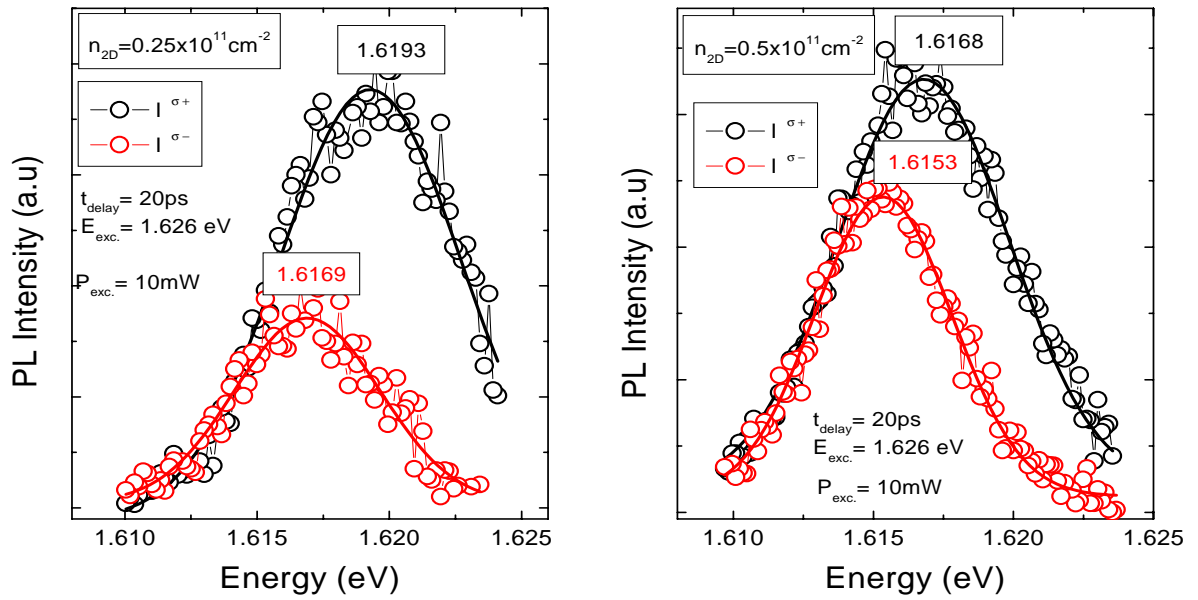


Figura 5.7: Espectro de energia das amostras dopadas com  $n_{2D} = 0.25 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$  (a) e  $0.5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$  (b).

A figura 5.7 mostra os espectros de PL resolvida no tempo das duas configurações de polarização da luz, correspondentes às amostras dopadas com  $n_{2D} = 0.25 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ , figura da esquerda, e  $0.5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ , figura da direita. Nós observamos um *spin-splitting* de  $2.4\text{ meV}$  para a primeira amostra (fig. 5.7(a)) e  $1.6\text{ meV}$  para a

segunda (fig. 5.7(b)). Para as amostras com dopagem de  $n_{2D} = 1$  e  $2 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$  mostradas na figura 5.8, o *spin-splitting* tem um valor de 0.3 meV e zero respectivamente. Na amostra não dopada, nós tínhamos observado que existe uma correlação linear entre o *spin-splitting* e a diferença de populações. Esta correlação não é mais mantida nas amostras mais dopadas. Nós observamos que existe uma grande diferença de populações  $\sigma^+$  e  $\sigma^-$ , porém o *spin-splitting* é praticamente zero.

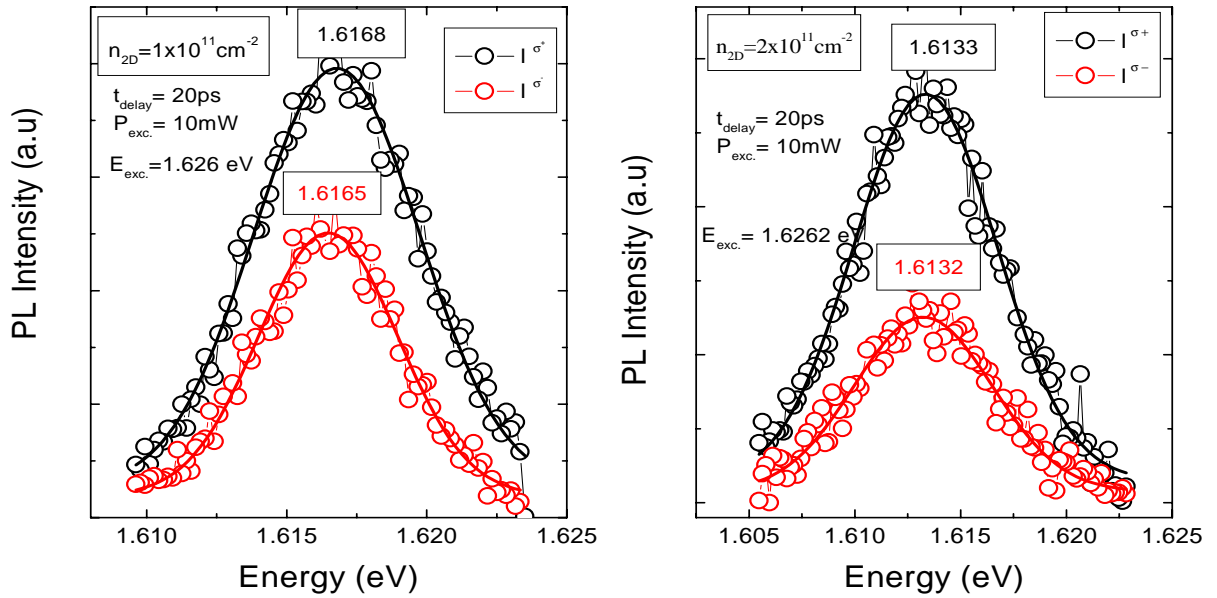


Figura 5.8: Espectro de energia das amostras dopadas com  $n_{2D} = 1 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$  (a) e  $2 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$  (b).

A figura 5.9 resume os valores do *spin-splitting* em função da concentração de elétrons  $n_{2D}$ . Nós apresentamos dados obtidos em diferentes condições experimentais. Os círculos são para um tempo de retardo de 20 ps e 10 mW de potência de excitação, os quadrados são para 20 ps e 30 mW e as cruzes são para 50 ps e 10 mW. Em todos

os casos nota-se uma queda drástica do *splitting* quando a concentração aumenta. Os dados mostram a tendência de que para  $n_{2D}$  acima de  $1 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$  o efeito de desdobramento de energia é praticamente desprezível.

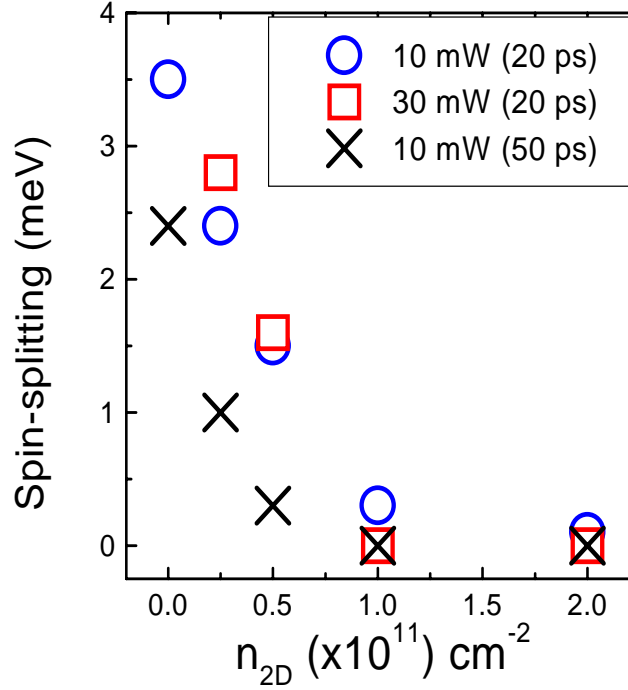


Figura 5.9: *Spin-splitting* em função da concentração de elétrons.

A origem do *spin-splitting*, de acordo com os modelos existentes na literatura, pode ser devida aos seguintes efeitos já discutidos no capítulo 2:

- Interação exciton-exciton<sup>[36, 53]</sup>.
- Diferença no potencial químico das duas populações de spin<sup>[56]</sup>.

No primeiro modelo, o desdobramento de spin de exciton ocorre devido a interação de troca entre os excitons no regime de alta população, o qual pode ser aplicado, no

caso da amostra não dopada. Em amostras dopadas, na presença do gás de elétrons intrínsecos, o efeito excitônico é inibido e o tratamento da interação exciton-exciton se torna um pouco mais complexo. O cálculo apresentado por Tejedor e outros<sup>[78]</sup> não inclui a correção devida à presença de gás de elétrons intrínsecos. Eles incluem o efeito de blindagem (RPA) devido à população de portadores fotocriados e mostram que para a população de portadores de carga apresentada nos dados experimentais<sup>[54]</sup> a correção em energia devido ao efeito de blindagem é relativamente baixa. Com relação ao segundo modelo, o *spin-splitting* é uma consequência da diferença nos níveis de Fermi (quase-equilíbrio) das duas populações de elétrons fotocriados em poços quânticos na presença do gás de buracos intrínsecos. Esta diferença de energia é observável devido ao baixo valor de massa efetiva dos elétrons. Em nosso caso, essa diferença de energia deve ser muito pequena por causa da massa efetiva do buraco pesado ser quase uma ordem de grandeza maior do que a do elétron.

Para interpretar, os nossos dados experimentais foi desenvolvido um modelo simples e calculado numericamente a energia de desdobramento por M. Maialle já descrito no capítulo 2, baseado na diferença de energia de ligação dos excitons opticamente ativos  $\pm 1$  quando as duas populações são diferentes. O ponto principal deste modelo é o efeito de preenchimento de espaço de fase, o qual atua com diferente intensidade na energia de ligação dos excitons  $\pm 1$ , devido ao princípio de exclusão de Pauli que restringe o espaço de fase da formação de excitons. O desdobramento de energia é, portanto, previsto pelo modelo quando o exciton ainda domina a emissão óptica. Qualitativamente, o comportamento com a intensidade de excitação e a densidade de elétrons intrínsecos está de acordo com os nossos resultados experimentais para

amostras menos dopadas. A energia de separação entre os níveis discretos de excitons  $|+1\rangle$  e  $|-1\rangle$  aumenta com a população, isto é, com o desequilíbrio entre as populações. Quando aumenta a concentração de elétrons intrínsecos  $n_{2D}$  esta separação diminui, por causa do efeito de blindagem. Para as amostras mais dopadas não observamos o desdobramento de energia, pois o efeito excitônico já foi blindado completamente. Além disso, a diferença de nível de Fermi (quase-equilíbrio) das duas populações de spin dos buracos é muito pequena e não é resolvida nos nossos dados devido ao fato da massa efetiva do buraco ser grande comparada com a do elétron.

Em termos quantitativos, o nosso modelo prevê energia de separação bem menor que a experimental. O valor teórico é no máximo 1.5 meV (Fig. 2.4), para amostras não dopadas, enquanto que nos dados experimentais a separação em energia entre os dois estados de spin chegam a 3.5 meV (Fig. 5.9). No entanto, é surpreendente a concordância qualitativa do nosso modelo simples, pois o sistema é aparentemente complexo, envolvendo muitas partículas.

A presença do efeito excitônico nas amostras menos dopadas é observada também nos outros dados experimentais discutidos no capítulo 4. Portanto, isso reforça o argumento da presença de excitons nas amostras com  $n_{2D} < 1 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ .

Em poços quânticos, na presença de um gás de elétrons de baixa concentração tem sido observado recentemente a presença do exciton carregado negativamente,  $X^-$ . Porém, a sua energia de ligação é menor ou da ordem de 1 meV<sup>[84]</sup>, e portanto, os nossos dados não podem resolver a sua presença, pois a largura de linha de PL é  $\sim 3.5$  meV.

### 5.3 Resumo dos resultados e discussões

A seguir apresentamos o resumo dos principais resultados obtidos sobre o desdobramento de spin.

1. Em condições de alta intensidade de excitação observamos separação nos picos de fotoluminescência resolvida no tempo para as duas componentes de polarização circular da luz em amostras com baixa densidade intrínseca de elétrons e também para a amostra não dopada.
2. A separação em energia aumenta com o aumento da intensidade de excitação, porém diminui quando a diferença na intensidade integrada entre as duas configurações de polarização circular da luz é reduzida.
3. A separação em energia das amostras mais dopadas ( $n_{2D} \geq 1 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ ) é praticamente nula, mesmo havendo desequilíbrio entre as populações de diferentes spin.
4. Um modelo simples baseado na variação de energia de ligação do exciton com a concentração de portadores na amostra foi desenvolvido para interpretar nossos dados experimentais. Se as populações de excitons ópticamente ativos, de spin  $|+1\rangle$  e  $|-1\rangle$ , são diferentes a energia de ligação vai depender do efeito de blindagem e de preenchimento do espaço de fase. A blindagem independe do spin, portanto irá agir em ambos os tipos de excitons. No entanto, o preenchimento de espaço de fase será diferente para cada exciton, devido à diferença na população dos dois excitons. Com isso, suas energias de ligação serão diferentes resultando em posições diferentes do pico de fotoluminescência entre os excitons

com spin  $|+1\rangle$  e  $|-1\rangle$ , explicando assim a separação de energia dos picos. A sua redução com o aumento da densidade do gás de elétrons intrínsecos é explicado pelo efeito de blindagem, reduzindo a energia de separação. Qualitativamente, o resultado preliminar do cálculo de energia de separação está de acordo com os dados experimentais. No entanto, falta um melhor acordo quantitativo.

5. A presença do efeito excitônico nas amostras menos dopadas está de acordo com os resultados experimentais apresentados no capítulo anterior.

# Capítulo 6

## Conclusões

Nós apresentamos nesta tese um estudo experimental da dinâmica de spin de excitons e de portadores de carga em poços quânticos de GaAs/AlGaAs tipo-n em função da concentração de gás de elétrons proveniente da dopagem intencional (o qual chamamos de elétrons intrínsecos para distinguir dos elétrons fotocriados).

As técnicas experimentais utilizadas neste trabalho foram a fotoluminescência (PL) e a fotoluminescência de excitação com luz circularmente polarizada, nos modos contínuo e resolvido no tempo. Um conjunto de 5 amostras de multi-poços quânticos de GaAs/AlGaAs moduladamente dopados tipo-n com concentrações de gás de elétrons que vão de zero até  $n_{2D} = 2 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ , foram utilizadas.

Dois temas foram investigados:

- Relaxação de spin de excitons e de buracos,
- Desdobramento de energia de spin (*spin-splitting*)

No primeiro caso, obtivemos resultados surpreendentes como a não observação de grau de polarização na amostra não dopada nas medidas de PL no regime contínuo. A explicação sobre a origem dessa observação veio após a medida de fotoluminescência



resolvida no tempo. A rápida relaxação de spin do exciton que é da ordem de  $\sim 50$  ps, é muito rápida comparado com o tempo de recombinação,  $\sim 350$  ps. Os tempos obtidos nas medidas de PL resolvido no tempo estão de acordo com os resultados encontrados na literatura<sup>[36, 21]</sup>. Este tempo curto de relaxação de spin é atribuído a interação de troca<sup>[45]</sup> que é dominante no mecanismo de relaxação de spin de excitons em poços quânticos.

Quando as amostras são dopadas a polarização já é observada no regime contínuo e o grau de polarização ( $P_{CW}$ ) aumenta em função do aumento da concentração de gás de elétrons intrínsecos  $n_{2D}$ . O valor de  $P_{CW}$  na região de ressonância da transição E1-HH1 vai de  $\sim 40\%$  para a amostra menos dopada com  $n_{2D} = 0.25 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$  até  $\sim 80\%$  para a amostra mais dopada com  $n_{2D} = 2 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ . Este aumento foi verificado nas medidas de PL resolvida no tempo, onde observamos o aumento do tempo de relaxação de spin ( $\tau_s$ ) com a densidade de elétrons intrínseco  $n_{2D}$ .

Devido à baixa concentração do gás de elétrons no poço quântico em algumas amostras, foi possível estudar a transição de sistemas dominados pela emissão excitônica ( $n_{2D} < 1 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ ) para sistemas onde a interação Coulombiana é blindada dando lugar a emissão dominada por pares elétron-buraco ( $n_{2D} \geq 1 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ ).

O aumento de  $P_{CW}$  e  $\tau_s$  tende a se estabilizar para a concentração acima de  $1 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ . Partindo da hipótese de que a emissão é ainda dominada por excitons em amostras com baixa concentração de elétrons, o efeito excitônico é gradualmente blindado pelo gás de elétrons, diminuindo a taxa de relaxação de spin.

Para amostras com alta densidade de elétrons ( $n_{2D} \geq 1 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ ) o tempo de relaxação de spin é devido ao buraco pesado, e está na faixa de 200 ps. É possível que este tempo possa aumentar com a diminuição da potência de excitação. Portanto,

isso não foi possível verificar por causa da limitação da técnica de medida utilizada.

Na segunda parte da tese, um desdobramento de energia (*spin-splitting*) foi observado em condições de alta intensidade de excitação, entre as linhas de emissão das duas configurações de polarização  $\sigma^+$  e  $\sigma^-$ . Esta separação se observa na amostra não dopada e em amostras de baixa densidade intrínseca de elétrons ( $n_{2D} < 1 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ ). A separação em energia aumenta com o aumento da intensidade de excitação, porém diminui quando a diferença na intensidade integrada (populações) entre as duas configurações de polarização é reduzida.

No caso das amostras mais dopadas  $n_{2D} \geq 1 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ , o *spin-splitting* é praticamente zero, mesmo que a diferença de populações seja maior que nas amostras menos dopadas. O desequilíbrio de população não é suficiente para ter o *spin-splitting* para  $n_{2D}$  alto.

Para explicar nossos resultados experimentais, um modelo simples baseado na variação de energia de ligação do exciton na presença de portadores de carga na amostra foi desenvolvido. A energia de ligação dos excitons depende fortemente dos efeitos de blindagem e do preenchimento de espaço de fase, já que as populações de excitons ópticamente activos, de spin  $|+1\rangle$  e  $|-1\rangle$ , são diferentes. A blindagem independe do spin, portanto irá agir em ambos os tipos de excitons diminuindo sua energia de ligação. No entanto, o preenchimento de espaço de fase será diferente para cada exciton devido a diferença na população dos dois excitons. Com isso, suas energias de ligação serão diferentes resultando em posições diferentes do pico de fotoluminescência entre os excitons com spin  $|+1\rangle$  e  $|-1\rangle$ . A redução do *spin-splitting* com o aumento da densidade do gás de elétrons intrínsecos é explicado pelo efeito de blindagem, reduzindo a energia de separação. O resultado preliminar do cálculo de

energia de separação está de acordo em forma qualitativa com os dados experimentais. No entanto, o modelo adotado não reproduz os valores experimentais apresentados. É necessário portanto um estudo mais detalhado sobre o modelo teórico.

Este trabalho permitiu estudar a dinâmica de spin de exciton e de buracos e de diferentes efeitos envolvidos no processo de relaxação de spin e das interações entre as partículas. No entanto, muitas questões ficaram abertas, que na realidade, é uma motivação para a continuação da pesquisa nessa área.

# Referências Bibliográficas

- [1] S. Datta and B. Das, Appl. Phys. Lett. **56**, 665, (1990).
- [2] Yuji Nishikawa, Atsushi Tackeuchi, Satoshi Nakamura, Shunichi Muto and Naoki Yokoyama, Appl. Phys. Lett. **66** 839, (1995).
- [3] D. Hägele, M. Oestreich, W. W. Rühle, N. Nestle and K. Eberl, Appl. Phys. Lett. **73**, 1580, (1998).
- [4] M. Oestreich, J. Hübner, D. Hägele, P. J. Klar, W. Heimbrodtt, W. W. Rühle, D. E. Ashenford and B. Lunn, Appl. Phys. Lett. **74**, 1251, (1999).
- [5] N. A. Gershenfeld and I. L. Chuang, Science **275**, 350, (1997)
- [6] G. Fishman and G. Lampel, Phys. Rev. **B16**, 820 (1977).
- [7] Georges Lampel, Phys. Rev. Lett. **20**, 491, (1968).
- [8] V. L. Berkovits, A. I. Ekimov and V. I. Safarov, Perel, Soviet Physics **JETP38**, 169, (1974).
- [9] A. H. Clark, R. D. Burnham, D. J. Chadi and R. M. White, Solid State Commun., Vol. **20**, 385, (1976).

- [10] *Optical Orientation, Modern Problems in Condensed Matter Science*, edited by F. Meier and B. P. Zakharchenya (North-Holland, Amsterdam, 1984), Vol 8.
- [11] R. J. Seymour and R. R. Alfano, *Appl. Phys. Lett.* **37**, 231, (1980).
- [12] R. C. Miller, D. A. Kleinman, W. A. Nordland Jr., A. C. Gossard, *Phys. Rev.* **B22**, 863 (1980).
- [13] C. Weisbuch, R. C. Miller, R. Dingle, A. C. Gossard and W. Weigmann, *Solid State Commun.* Vol. **37**, 219, (1981).
- [14] Robert C. Miller and Arthur C. Gossard, *Phys. Rev.* **B28**, 3645, (1983).
- [15] R. C. Miller and D. A. Kleinman, *J. Luminescence* **30**, 520, (1985).
- [16] R. Sooryakumar, D. S. Chemla, A. Pinzuk, A. C. Gossard, W. Wiegmann, L. J. Sham, *Solid State Commun.* Vol. **54**, 859, (1985).
- [17] A. E Ruckenstein, S. Schmitt-Rink and R. C. Miller, *Phys. Rev. Lett.* **56**, 504, (1986).
- [18] M. R. Freeman, D. D. Awschalom, J. M. Hong, L. L. Chang and K. Ploog, *Proceedings of the 20th International Conference on the Physics of Semiconductors*, ed. By E. M. Anastassakis and J. D. Joannopoulos, World Scientific (Singapore) 1990.
- [19] M. J. Snelling, A. S. Plaut, G. P. Flinn, A. C. Tropper, R. T. Harley and T. M. Kerr, *J. Luminescence* **45**, 208, (1990).
- [20] J. Barrau, G. Bacquet, F. Hassen, T. Lauret, T. Amand and M. Brousseau, *Superlattices and Microstructures* Vol. **14**, 27, (1993)

- [21] Ph. Roussignol, P Rolland, R. Ferreira, C. Delalande, G. Bastard, A. Vinattieri, L. Carraresi, M. Colocci and B. Etienne, *Surface Science* **267**, 360, (1992).
- [22] L. Muñoz, E. Pérez, L. Viña and K. Ploog, *Phys. Rev.* **B51**, 4247, (1995).
- [23] D. W. Snoke, W. W. Rühle, K. Köhler and K. Ploog, *Phys. Rev.* **B55**, 13789, (1997).
- [24] W. A. J.A. van der Poel, A. L. G. J. Severens, H. W. van Kesteren and C. T. Foxon, *Superlattices and Microstructure* Vol. **5**, 115, (1989).
- [25] T. C. Damen, Karl Leo, Jagdeep Shah and J. E. Cunningham, *Appl. Phys. Lett.* **58**, 1902, (1991).
- [26] M. Khol, M. R. Freeman, D. D. Awschalom and J. M. Hong, *Phys. Rev.* **B44**, 5923, (1991).
- [27] S. Bar-Ad, I. Bar-Joseph, *Phys. Rev. Lett.* **68**, 349, (1992).
- [28] A. Frommer, E. Cohen, A. Ron and L. N. Pfeiffer, *Phys. Rev.* **B48**, 2803, (1993).
- [29] A. Vinattieri, J. Shah, T. C. Damen, D. S. Kim, L. N. Pfeiffer and L. J. Sham, *Solid State Commun.* **88**, 189, 1993.
- [30] A. Vinattieri, J. Shah, T. C. Damen, K. W. Goossen, L. N. Pfeiffer, M.Z. Maialle and L. J. Sham, *Appl. Phys. Lett.* **63**, 3164, 1993.
- [31] A. Vinattieri, J. Shah, T. C. Damen, D. S. Kim, L. N. Pfeiffer, M. Z. Maialle and L. J. Sham, *Phys. Rev.* **B50**, 10868, (1994).

- [32] M. R. Freeman, D. D. Awschalom and J. M. Hong, Appl. Phys. Lett. **57**, 704, (1990).
- [33] Atsuchi Tackeuchi, Shunichi Muto, Tsugo Inata and Toshio Fujii, Appl. Phys. Lett. **56**, 2213, (1990).
- [34] Atsushi Tackeuchi, Yuji Nishikawa and Osamu Wada, Appl. Phys. Lett. **68**, 797, (1996).
- [35] Atsushi Tackeuchi and Osamu Wada, Appl. Phys. Lett. **70**, 1131, (1997).
- [36] T. C. Damen, Luis Viña, J. E. Cunningham, Jagdeep Shah and L. J. Sham, Phys. Rev. Lett. **67**, 3432, (1991).
- [37] T. Amand, F. Lephay, S. Valloggia, F. Voillot, M. Brousseau and A. Regreny, Superlattices and Microstructure Vol. **6**, 323, (1989).
- [38] J. B. Stark, W. H. Knox and D. S. Chemla, Phys. Rev. **B46**, 7919, (1992).
- [39] L. Viña, T. C. Damen, J. E. Cunningham, J. Shah and L. J. Sham, Superlattices and Microstructures Vol. **12**, 379, (1992).
- [40] J. Wagner, H Schneider, D. Richards, A. Fischer and K. Ploog, Phys. Rev. **B47**, 4786, (1993).
- [41] T. Amand, D. Robart, X. Marie, M. Brousseau, P. Le Jeune and J. Barrau, Phys. Rev. **B55**, 9880, (1997).
- [42] P. Le Jeune, X. Marie, T. Amand, F. Romstad, F. Perez, J. Barrau and M. Brousseau, Phys. Rev. **B58**, 4853, (1998).

- [43] Gabriela Livescu, David A. B. Miller, D. S. Chemla, M. Ramaswamy, T. Y. Chang, Nicholas Sauer, A. C. Gossard and J. H. English, IEEE J. Quantum Electron. **QE-24**, 1677, (1988).
- [44] Ph. Roussignol, P Rolland, R. Ferreira, C. Delalande, G. Bastard, A. Vinattieri, J. Martinez-Pastor, L. Carraresi, M. Colocci, J. F. Palmier and B. Etienne, Phys. Rev. **B46**, 7292, (1992).
- [45] M. Z. Maialle, E. A. de Andrada e Silva and L. J. Sham, Phys. Rev. **B47**, 15776, (1993).
- [46] A. L. C. Triques, F. Iikawa, J. A. Brum, M. Z. Maialle, R. G. Pereira and G. Boghs, Superlattices and Microstructures, Vol. **20**, (1996).
- [47] A. L. C. Triques, J. Urdanivia, F. Iikawa, M. Z. Maialle, J. A. Brum, G. Borhgs, Phys. Rev. **B59**, R7813, (1999).
- [48] Adriana L. C. Triques, Tese de Doutorado defendida no IFGW-UNICAMP (dezembro-96)
- [49] M. Z. Maialle, Phys. Rev. **B54**, 1967, (1996).
- [50] M. Z. Maialle, Semicond. Sci. Technol. **13**, 852, (1998).
- [51] J. Urdanivia, F. Iikawa, J.A. Brum, M.Z. Maialle, P. Hawrylak, and Z. Wazilewski, Proceedings of 24th International Conference on Physics of Semiconductors, Jerusalem, Edited by David Gershoni (World Scientific, Singapore 1998).
- [52] B. Dareys, X. Marie, T. Amand, B. Baylac, J. Barrau, I. Razdobreev, M. Brousseau and D. Dunstan, Solid State Commun. **90**, 237, (1994).



- [53] T. Amand, X. Marie, B. Baylac, B. Dareys, J. Barrau, M. Brousseau, R. Planel and D. J. Dustan, Physics Letters A **193**, 105, (1994).
- [54] L. Viña, L. Muñoz, E. Pérez, J. Fernández-Rossier, C. Tejedor and K. Ploog, Phys. Rev. **B54**, R8317, (1996).
- [55] M. D. Martín, E. Pérez, L. Viña, L. Gravier, M. Potemski, K. Ploog, and A. Fisher, Physica **E-2**, 186, (1998).
- [56] M. Potemski, E. Pérez, D. Martín, L. Viña, L. Gravier, A. Fisher and K. Ploog, Solid State Commun. **110**, 163, (1999).
- [57] J. Urdanivia, F. Iikawa, J.A. Brum, M.Z. Maialle, P. Hawrylak, and Z. Wazilewski, Proceedings of 13th International Conference on the Electronic Properties of Two Dimensional Systems, August 1-6, 1999, Ottawa, Canada. in press.
- [58] G. Bastard, *Wave Mechanics Applied to Semiconductors structures* (Les editions de Physique CNRS, Paris, 1988).
- [59] G. Bastard and J. A. Brum, IEEE J. Quantum Electron. **QE-22**, 1625, (1986).
- [60] D. A. Broido and L. J. Sham, Phys. Rev. **B31**, 888, (1985).
- [61] T. Uenoyama and L. J. Sham, Phys. Rev. Lett. **64**, 3070, (1990).
- [62] R. J. Elliott, Phys. Rev. **98**, 266, (1954).
- [63] M. I. D'yakonov and V. I. Perel, Soviet Physics **JETP38**, 177, (1974).
- [64] M. I. D'yakonov and V. Yu. Kachorovskii, Sov. Phys. Semicond. Vol. **20**, 110, (1986).

- [65] G. L. Bir, A. G. Aronov and G. E. Pikus, Soviet Physics **JETP****42**, 705, (1975).
- [66] L. J. Sham, J. Phys. Condens. Matter **5**, A51, (1993).
- [67] M. I. D'yakonov and V. I. Perel, Soviet Physics **JETP****33**, 1053, (1971).
- [68] V. Srinivas, Y. J. Chen and C. E. C. Wood, Phys. Rev. **B47**, 10907, (1993).
- [69] Y. Yafet, Solid State Phys. **14**, 1, (1963).
- [70] E. O. Kane *The  $\vec{k}\cdot\vec{p}$  Method, in Semiconductor and Semimetals, Vol.3*, ed. by Willardson and Beer, Academic Press (New York, 1967).
- [71] J. M. Kikkawa and D. D. Awschalom, Phys. Rev. Lett. **80**, 4313 (1998).
- [72] T. Uenoyama and L. J. Sham, Phys. Rev. **B42**, 7114, (1990).
- [73] R. Ferreira and G. Bastard, Phys. Rev. **B43**, 9687, (1991).
- [74] R. Ferreira and G. Bastard, Europhys. Lett. **23**, 439, (1993).
- [75] J. M. Luttinger, Phys. Rev. **102**, 1030, (1956).
- [76] B. Baylac, T. Amand, X. Marie, B. Dareys, M. Brousseau, G. Bacquet and V. Thierry-Mieg, Solid State Commun. Vol. **93**, 57, (1995).
- [77] B. Dareys, X. Marie, T. Amand, J. Barrau, Y. Shekun, I. Razdobreev and R. Planel, Superlattices and Microstructures Vol. **13**, 353, (1993).
- [78] J. Fernández-Rossier, C. Tejedor, L. Muñoz and L. Viña, Phys. Rev. **B54**, 11582, (1996).
- [79] D. A. Kleinman, Phys. Rev. **B32**, 3766, (1985).

- 
- [80] Jagdeep Shah, IEEE J. Quantum Electron. **QE-24**, 276, (1988).
- [81] A. Twardowskii and C. Hermann, Phys. Rev. **B35**, 8144, (1987).
- [82] Landölt-Börstein Numerical Data and Functional Relationships in Science and Technology, O. Madelung, Ed. Springer, Berlin, (1982).
- [83] As populações de excitons  $|+1\rangle$  e  $|-1\rangle$  estão relacionadas com intensidades da PL integrada de  $\sigma^+$  e  $\sigma^-$  respectivamente.
- [84] G. Finkelstein, H. Shtrikman and I. Bar-Joseph, Phys. Rev. Lett. **74**, 976, (1995).